IDEI CONTEMPORANE

ACEASTĂ STRANIE MATERIE

ALFRED KASTLER

EDITURA POLITICĂ

IDEI CONTEMPORANE

ALFRED KASTLER
laureat al Premiului Nobel
pentru fizică

ACEASTĂ STRANIE MATERIE

Cu colaborarea
lui PHILIPPE NEMO

Prefață de:
CĂLIN BEȘLIU

Traducere din limba franceză:
LIGIA IONESCU

1982
EDITURA POLITICĂ
BUCUREȘTI

Coperta: Valentina Boroș

ALFRED KASTLER

CETTE ÉTRANGE MATIÈRE

Stock 1976

PREFAȚĂ

În „marele spectacol al lumii", fizica are o prezență care uimește, dă speranțe sau tulbură pe omul contemporan. Fizica atomică și nucleară prelungește, prin rezolvarea radicală a crizei de energie, civilizația noastră, dar, în același timp, pune un semn de întrebare în legătură cu securitatea ei datorită ilogicei curse a înarmării nucleare. Este un simbolic act istoric care arată că, în revoluția științifică și tehnică în care trăim, cercetarea fundamentală a structurii materiei joacă un rol esențial în progresul social, iar consecințele ei depășesc cu mult teritoriul laboratorului de fizică. De la cercetările asupra plasmei fierbinți, destinate a finaliza reactoarele energetice termonucleare, pînă la fizica stării solide a materiei, autoarea marii revoluții în informatică prin introducerea microprocesoarelor, totul arată că la baza noilor tehnologii stă cercetarea fundamentală a legilor materiei. Cunoașterea fizică, în particular în fizica microscopică, a devenit o legitate, o obligație conștientă a epocii noastre. De la etapa romantică plină de vitalitate și de surprize dintre cele două războaie, cînd cercetătorii au descoperit strania lume microscopică, fizica a evoluat intrînd în ritmul disciplinei specifice marii industrii.

În locul cercetătorului solitar și relativ izolat de fluxul marilor probleme sociale și tehnologice, apare marea echipă de lucru, unde simbioza cu inginerul fizician și cu calculatorul electronic ridică eficiența muncii științifice. Investițiile de

laborator de interes prioritar, cum este cazul energeticii nucleare și al fizicii particulelor elementare, depășesc uneori bugetele de altă dată ale statelor slab dezvoltate.

Poate fizicianul zilelor noastre are nostalgia acelei epoci în care, în mintea sa, natura era mai simplă, adevărurile mai strălucitoare, iar rezolvările se petreceau în decorul unor cafenele liniștite. Tributul plătit de el este compensat de un tablou al structurii materiei greu de imaginat de către clasici. De la 4 particule elementare s-a ajuns la peste 200, au fost sintetizate în laborator antinucleele (sisteme de antiprotoni și antineutroni), s-a realizat înțelegerea unificată a interacțiunii electromagnetice și slabe, au apărut indiciile unei noi comportări a materiei microscopice în stare supracondensată. Fără noile tipare, fizica nu ar fi fost capabilă să capete rolul și perspectiva de astăzi.

Aspectele de gigantism pe care fizica și le-a însușit în anii noștri fac să uităm un produs creat de acest domeniu — la fel de important ca și energetica nucleară, laserul sau noile particule presupuse a fi sisteme de multicuarci —, gîndirea corectă despre structura materiei, oglindirea realistă în mintea noastră a microuniversului plin de surprize și contradicții. Pentru filozofie noile descoperiri ale fizicii fac prin însești meandrele lor să se întărească convingerea în materialitatea lumii.

Cartea pe care o veți citi este o pledoarie pentru rolul fizicii în formarea gîndirii materialist-dialectice, gîndire pe care istoria o probează ca cea mai eficientă. Concepută ca un dialog între gîndire și natură, lucrarea reprezintă în același timp istorie și actualitate, certitudini și întrebări puse onest asupra posibilității de cunoaștere a materiei microscopice și asupra limitelor de valabilitate a acestei cunoașteri.

Lectura ei lasă o impresie de prospețime, deoarece sinceritatea întrebărilor reflectă pe autenticul creator în fizică și pe omul de laborator căruia îi displac etichetele și conformismul.

Cartea se recomandă prin însuşi numele autorului: Alfred Kastler, fizician şi profesor de renume mondial. Activitatea sa este cunoscută tuturor specialiştilor de larg profil în domeniul opticii cuantice şi fizicii atomice şi nucleare, prin elaborarea unui ansamblu de metodici destinate studierii tranziţiilor electromagnetice cu multipolaritate înaltă. Distins pentru aceste contribuţii cu Premiul Nobel în anul 1966, în particular pentru metoda dublei rezonanţe optice şi a pompajului optic, Alfred Kastler s-a impus şi prin formarea unei şcoli franceze în domeniul său de cercetare. Această şcoală este prezentă în multe direcţii de lucru, cum ar fi fizica nucleară, unde studierea structurii hiperfine constituie o principală cale de cunoaştere a proprietăţilor nucleului atomic. Datele despre personalitatea sa sînt necesare nu pentru a convinge pe cititor de autoritatea ştiinţifică a autorului, ci pentru a explica larga respiraţie a cărţii. Fizicianului actual, prin cercetarea de vîrf pe care o practică, i se adaugă calitatea de cronicar şi de participant la marea revoluţie a gîndirii fizice dintre cele două războaie. *Această stranie materie* a ieşit din simbioza celor două trăsături. Ea demonstrează „pe viu", folosind istoria fizicii trăită şi rememorată după ani de gîndire calmă, două idei fundamentale ce constituie cadrul de lucru pentru fizicianul de astăzi:

— Materia microscopică este încă departe de a fi corect concepută şi tratată prin modelare. Perfecţionarea metodelor experimentale de cercetare descoperă legităţi şi manifestări noi, sisteme noi de organizare. Inepuizabilitatea formelor de existenţă a materiei, postulată de materialismul dialectic, conduce la surprize care pot contrazice termenii anteriori de cunoaştere. Ca urmare, conceptele noastre, chiar cele de bază, trebuie să fie frecvent reformulate şi lărgite. Faptul experimental sigur, oricît de ciudat şi de ilogic ar apărea în raport cu sistemul de cunoaştere, poate fi o sursă de nou. A gîndi corect în fizică însemnează a pleca de la evidenţe experi-

mentale, de la colecţii de date sistematice şi corecte.

— Impactul dintre rezultatele „stranii" şi cadrul cunoaşterii în fizică conduce la contradicţii care la prima impresie produc crize fatale. Acestea nu ilustrează imposibilitatea noastră de a cunoaşte materia, ci necesitatea de a lărgi conceptul de substanţă şi a-i defini cadrul gnoseologic specific. Crizele din gîndirea fizică sînt rezultatul dinamicii acestui domeniu şi se rezolvă prin reformulări teoretice superioare. Momente nodale ale cunoaşterii, crizele în fizică constituie embrionii unei calităţi superioare de gîndire, ai unor sisteme mult mai eficace pentru cunoaşterea materiei microscopice. A intrat în cultura generală filozofică contradicţia continuu-discontinuu, foarte gravă pentru fizica clasică şi care a fost rezolvată prin dualismul undă-particulă, baza mecanicii cuantice. Astăzi cercetătorul în domeniul corpului solid, al fizicii atomice şi nucleare, al particulelor elementare foloseşte mecanica cuantică ca un instrument esenţial de lucru.

Lecţia cea mare pe care ne-o dă natura este că ea nu poate fi inventată, oricît de comod ar fi pentru gîndirea omului şi de plăcut pentru sen zaţia sa de superioritate. Conceptele în fizică sînt într-o evoluţie continuă, iar creativitatea noastră depinde de cît de unitar şi corect se reflectă natura în cunoaştere. Necesitatea de a lăsa în fizică întotdeauna deschisă o fereastră către nou şi neprevăzut.

Aceste concluzii cu importanţă programatică pentru cercetarea în fizică sînt introduse de Alfred Kastler nemijlocit prin experiment şi prin dilemele fizicianului. El foloseşte ultimii 100 de ani de dezvoltare a fizicii care au prilejuit descoperirea organizării discontinue a materiei atom nucleu-particulă elementară şi au pus faţă în faţă noţiuni ireconciliabile în acel timp pentru un sistem unitar de reprezentare: unda luminoasă şi fotonul, teoria electromagnetismului a lui Maxwell şi teoria cuantică a radiaţiei formulată

de Planck, certitudinea și probabilitatea. Prima parte a cărții este o atractivă lecție ce rînduiește ideile oricărui fizician sau om cu formație filozofică. Autorul concentrează atenția noastră asupra confruntării dintre rezultatele stranii de laborator și fizica clasică. Alegerea este bine justificată. Frămîntările fizicii dintre cele două războaie mondiale stabilesc oficial interacțiunea dintre fizică și gîndirea filozofică și din acest moment dialogul este permanent. Contradicția între continuitate și discontinuitate generată de descoperirile fizicii atomice și nucleare a dat dialecticii materialiste posibilitatea de a se impune definitiv ca unicul sistem de gîndire corect și eficient pentru cunoașterea materiei microscopice. Și faptele vorbesc. Partizan al principiului de „unitate în diversitate" în care fizicianul este educat de experiment, Louis de Broglie generalizează în anul 1920 dublul aspect undă-foton la întreaga materie cu masă de repaus (materia „grea"). În anul 1927 celebrele experimente ale fizicienilor Davisson și Germer au demonstrat că în împrăștierea electronilor pe monocristalul de nichel apar franje de interferență! Mișcarea electronilor poate fi descrisă prin acele proprietăți ondulatorii pe care fizica clasică le atribuie exclusiv luminii. Astfel, „unda asociată electronului" devine element de descriere a mișcării sale, fiind verificată experimental și generalizată pentru toate particulele elementare și sistemele microscopice (protoni, neutroni, atomi, molecule simple). Am ținut să subliniez acest moment deoarece el demonstrează puterea de prognoză și de creativitate a principiului de unitate a materiei.

În fapt, modalitatea de gîndire dialectică este autoarea acestei mari construcții care se numește mecanica cuantică, fără de care fizica microscopică nu s-ar fi putut dezvolta. Ea este rezultatul unității undă-corpuscul, al reprezentării microparticulelor prin pachetele de unde ce asigură localizarea în spațiu și timp. Dezvoltată pe baza formalismului matricial de către Heisenberg,

mecanica cuantică dă informației microscopice prin magistrala interpretare a lui Max Born o semnificație statistică, probabilistică. Dacă în fizica clasică prezența unei particule elementare într-un punct al spațiului este definită prin „da" sau „nu", mecanica cuantică înlocuiește certitudinea cu o a treia opțiune: posibilitatea evaluată prin probabilitate. Întreaga fizică a dimensiunilor mici verifică cantitativ caracterul statistic al comportării microparticulelor. Mutația certitudine-posibilitate depășește cadrul fizicii, impulsionînd filozofia în operarea cu logici polivalente. Este un exemplu clar al contribuției fizicii la dezvoltarea filozofiei, la întregirea și perfecționarea teoriei cunoașterii. Dialectica materialistă evaluează corect caracterul statistic al determinării în microcosm, corelîndu-l cu proprietățile intrinseci ale materiei la această scară. În cunoașterea acestei lumi, probabilitatea nu este un rezultat al imposibilității de a descrie corect fenomenele, ci o consecință a oglindirii corecte. Unele concepții idealiste contemporane, care speculează aspectele contradictorii și crizele de creștere din fizică, au făcut mari eforturi pentru a prezenta aspectul statistic al cunoașterii ca o criză a științei declanșată de așa-numita incapacitate a omului față de microcosm. Ea este infirmată de toate evidențele experimentale, printre care aș sublinia imaginile de difracție ale norului de electroni molecular și atomic, în acord cu previziunile mecanicii cuantice. Valoarea probabilistică a determinării rezultă din însăși natura și legitatea sistemului microscopic.

Reformularea cadrului de gîndire de către mecanica cuantică a condus la un determinism specific, exprimat prin relațiile de incertitudine ale lui Heisenberg. Aceste relații postulează imposibilitatea de a determina simultan pentru un microobiect impulsul și poziția. Mecanica clasică are la bază certitudinea cunoașterii ambelor coordonate, fapt care, așa cum observă profesorul Kastler, con-

trariază puternic pe cei care absolutizează fizica clasică. Principiul determinismului cuantic este rezultatul localizării materiei prin pachetul undelor de probabilitate, constituind o proprietate obiectiv legată de comportarea microsistemelor. În fața omului de știință al deceniilor 3 și 4, relațiile de incertitudine confruntă dureros intuiția sa, formată din fizica clasică, cu necesitatea de a gîndi corect, însă „ciudat". Un esențial moment conflictual între materialism și idealism, ultimul interpretînd determinismul cuantic ca o demonstrație a subiectivismului cunoașterii, o negare a valorii ei obiective. Cartea descrie pe viu motivele pentru care fizicienii au făcut opțiunea, în spiritul materialismului dialectic, pentru unitatea undă-particulă, determinismul și cauzalitatea nouă, pentru posibilitatea cunoașterii microscopice și a valorii ei obiective.

Partea a doua a lucrării argumentează această alegere prin spectaculoasele succese ale mecanicii cuantice obținute în domenii noi, puțin cunoscute de marele public, ca explicarea supraconductibilității, a efectului Josephson și a comportării sistemelor disipative. Relev pentru cititorul fizician sau inginer eleganta analiză a sistemelor de surse luminoase, coerente, în particular a laserilor și maserilor. În acest efort se evidențiază o idee nouă a autorului, ce poate constitui un program de lucru: proprietățile ondulatorii ale materiei, exprimate prin coerență, reprezintă o nouă sursă de interpretare. Condensarea bosonică, care modelează unele fenomene ca suprafluiditatea este gîndită de autor ca o coerență a undelor de probabilitate, fiind o expresie a mișcării și a stărilor ordonate. Cartea vede ca o necesitate a viitorului exploatarea disponibilităților mecanicii cuantice sub raportul proprietății de coerență.

Importanța mecanicii cuantice pentru gîndirea filozofică impune o analiză a dificultăților acestui sistem, a limitelor de aplicabilitate. Cu corectitudinea iubitorului de adevăr, Kastler descrie sursele de contradicții interne ale reprezentării

pe baza experienței de trecere a electronilor prin fante (dispozitiv de difracție tip Young). Realizată în condiții ce asigură comportarea individuală a particulelor, apare ca neexplicabilă în termenii ondulatorii alegerea unei singure fante pentru drumul optic. Există un grad de libertate, nedefinit de fizician, din categoria „variabilelor ascunse" presupuse de Einstein, care explică această determinare? Comportarea unui microobiect este complementară, selectînd prin tipul de experiment aspectul corpuscular sau ondulatoriu? Cît de importantă este perturbația introdusă de interacțiunea prin care observăm și în ce măsură modifică ea prin aparat calitatea ei de obiectivitate? Sînt de acord cu opiniile clar exprimate de autor asupra faptului de a nu se fi răspuns satisfăcător la nivel experimental acestor întrebări. De asemenea, că sînt necesare alte tipuri de experiențe și cunoașterea unor proprietăți intrinseci suplimentare ale particulelor elementare.

Cartea se pronunță deschis pentru principiul complementarității enunțat de Niels Bohr în anul 1927, după care cele două reprezentări ale unui microobiect nu se pot manifesta simultan în același experiment. Modul cum este „întrebată" materia, tipul de experiență ales selecționează fie proprietățile ondulatorii (determinarea impulsului), fie acele corpusculare (determinarea poziției). Complementaritatea este de fapt o consecință a determinismului cuantic și a realizării momentului de cunoaștere prin interacțiune. Acest principiu este satisfăcător pentru fizică, dar nu și pentru filozofie, a cărei cunoaștere este mult mai pretențioasă. Opinia mea este că toate întrebările pot constitui cauze obiective însumate în caracterul statistic al cunoașterii microscopice. Aș comenta numai teza variabilelor ascunse, una din căile prin care mecanica cuantică încearcă să-și rezolve contradicțiile interne. Fizica particulelor elementare este un exemplu de descoperire continuă a unor proprietăți intrinseci care explică

comportări ciudate în vechile reprezentări. Proprietăţile mezonilor K şi hiperonilor, în particular paradoxala prezenţă printre produşii dezintegrării lor a mezonilor π, au impus numărul cuantic de straneitate. Iar în anul 1975 descoperirea în ciocnirile electron-antielectron a particulelor numite „charmoni“ a evidenţiat un alt număr cuantic ascuns, numărul cuantic de „farmec“. Împreună cu alte variabile ascunse pe care fizica experimentală le-a descoperit („culoare“, „parfum“, „adevăr“ etc.), vechea reprezentare a particulelor elementare fundamentată pe grupul simetriilor unitare SU (3) a trebuit să fie părăsită pentru sistematici mai complete. Este un exemplu care face ipoteza variabilelor ascunse plauzibilă. În acest context contradicţiile încă existente la nivelul aparatului de reprezentare şi care nu pun la îndoială obiectivitatea cunoaşterii microscopice, ar putea fi rezolvate în viitor ca urmare a unei reprezentări mai complete a materiei. Semnele de întrebare nu stabilesc valoarea cognitivă a mecanicii cuantice, determinismul ei fiind reflectarea proprietăţilor speciale ale materiei microscopice şi nu dovada incapacităţii noastre de cunoaştere. Oricît de subtil ar argumenta unii filozofi idealişti contemporani, practica de gîndire în fizică demonstrează că experimentul nu elimină prin perturbaţia naturii determinarea obiectivă. Sînt tentat să dau un exemplu simplu: utilizînd relaţiile de incertitudine şi proprietatea forţelor nucleare de a acţiona pe distanţă scurtă ($10^{-14} \div 10^{-15}$ m), fizicianul obţine masa cuantei de schimb a cîmpului de interacţiune tare, apropiată de valoarea masei mezonului π. Este o precizare esenţială pentru întreaga teorie a interacţiunii nucleare, independentă de calea de stabilire.

Ceea ce Kastler califică drept „aspecte negative“ ale mecanicii cuantice pot fi termenii care anticipează o cunoaştere mai aprofundată a materiei. Iar actele de renunţare la tiparele fizicii clasice reprezintă recunoaşterea unui alt tip de judecată despre alt tip de materie.

Comentariile mele de pînă acum nu trebuie confundate cu o apologie a mecanicii cuantice; omul de știință este departe de a o absolutiza ca pe un medicament miraculos, capabil să vindece toate suferințele. Extinderea aplicabilității sale la alte forme de existență a materiei se impune a fi făcută cu obiectivitatea certitudinilor experimentale. Mecanica cuantică este inoperantă în domeniul macroscopic, iar determinismul și cauzalitatea ei nu-și au sensul în lumea dimensiunilor exprimate prin metri, kilograme și secunde. Ea nu poate înlocui în acest domeniu reprezentarea clasică. Datele experimentale ale ultimilor ani indică existența unor forme supradense de materie: „Găurile negre" din Univers care alături de „sîmburele" particulelor elementare par a constitui o astfel de materie, cu proprietăți pe care mecanica cuantică nu le poate reprezenta. Cunoașterea acestor singularități va conduce probabil la o altă reprezentare, adecvată noilor proprietăți insuficient definite astăzi.

Cu atît mai ridicole apar pentru omul de știință încercările de a extinde indeterminismul cuantic la viața socială și societate. Total nefundamentată științific și incorectă, generalizarea mecanicii cuantice la nivelul societății are pentru idealism valoarea unei dimensiuni filozofice: imposibilitatea de a cunoaște și prevedea fenomenul social, promovarea haosului și arbitrarului. Istoria ne scutește de comentarii suplimentare care să răspundă întrebării „de ce" și „cui folosește" această invenție. Lecția despre fizica modernă și dialectică dată de Alfred Kastler în această carte evidențiază în același timp modul cum omul de știință este educat de către natură. De asemenea, valoarea filozofiei în gîndirea științifică.

Ultimii ani în dezvoltarea fizicii abundă în date care cer un deosebit efort de interpretare și de noi formulări. Cea mai importantă mutație este intervenția în cosmologie a legităților structurii microscopice a materiei, îndeosebi a fizicii parti-

culelor elementare. Legătura dintre microcosm și macrocosm, tendința către o unitarizare de reprezentare constituie o confirmare a materialismului dialectic. Sinteza primelor două antinuclee, antideuteriul și antiheliul, corelată cu date de astrofizică fac plauzibilă existența în univers a antimateriei organizate sub formă de antigalaxii. În dinamica cosmologică o ipoteză creditată despre evoluția Universului nostru local este „marea explozie" produsă de ciocnirea dintre doi hiperbarioni concepuți ca două găuri negre microscopice.

Colecția de date „ciudate" se îmbogățește într-un ritm care derutează pe acei ce iubesc formele stabile de gîndire. Conceptul de „elementar" în fizica nucleară a suferit din anul 1975 o modificare esențială. Pentru construirea sistematicii particulelor elementare hadronice fizicianul nu mai operează cu cei trei cuarci, ci cu șase obiecte de acest fel idealizate ca elementare, iar descoperirea leptonului greu definește prin simetrie o bază asemănătoare reprezentării particulelor leptonice. Această diversificare aparent contradictorie cu noțiunea de „elementar" a condus la unitatea dintre interacțiunile slabe și electromagnetice. Acest succes de excepțională valoare obținut recent de fizică prefigurează prin simetria dintre cuarcii hadronici și cei leptonici încadrarea interacțiunii tari (nucleare) în tabloul unitar. Este un convingător exemplu al eficacității modului de gîndire dialectic care, operînd cu diversitatea și cu elementele contradictorii, realizează concepte unitare despre materie.

Pe lista noilor aspecte surprinzătoare pe care fizica subnucleară le-a descoperit aș adăuga existența materiei supradense cu proprietăți a căror interpretare folosește continuitatea materiei microscopice. Fizica nucleară relativistă, al cărei obiect îl constituie noul aspect al materiei, reintroduce continuumul ca formă de reprezentare. O interpretare corectă a trecerii de la struc-

tura discontinuă la acea continuă este dată numai în spiritul unei gîndiri dialectice: fiecare nivel de organizare a materiei are reprezentări și legități specifice care nu permit absolutizări. Iată motivul pentru care dialogul între filozofia materialist-dialectică și fizică a devenit permanent în ultima vreme, ca o necesitate a unei gîndiri corecte și dinamice.

Gînditor și creator de mare valoare în fizica modernă, Alfred Kastler depășește prin viziunea sa dialectică cadrul problemelor profesionale. Crezul în unitatea naturii îl face să mediteze asupra materiei organizate la cel mai înalt nivel, la materia vie. El concepe viața în cadrul materialismului consecvent care-l caracterizează, avînd atributul unei complexități care depășește celelalte forme de organizare. De aici legități noi și specifice, pe care numai simbioza fizicii, chimiei și a matematicii informaționale poate să le descifreze. Autorul atrage atenția asupra noului ce stă în fața cunoașterii prin „autoprogramarea" materiei vii în sensul unei evoluții opuse principiului doi al termodinamicii, al creșterii entropiei: viața ordonează materia spre sisteme cu un grad uriaș de complexitate. Chiar dacă știința este încă la începutul investigației biologice, Kastler este convins că acest tulburător secret care este încă viața va putea fi descifrat. El recomandă biologiei moderne folosirea proprietăților ondulatorii ale mecanicii cuantice deoarece coerența este proprie ordonării. Încrezător în unitatea Universului, autorul presupune funcționarea principiului complementarității și pentru materia vie. Opinia sa asupra posibilității existenței vieții și în afara planetei noastre este în acord cu unele date furnizate de spectroscopia cosmică (existența aminoacizilor) și de distribuția în Universul cunoscut a sistemelor solare cu condiții asemănătoare Terrei. Este indicat a aminti cititorului că o astfel de statistică definește în Cosmos aproximativ un milion de puncte unde materia vie ar

putea avea aceleaşi condiţii de dezvoltare. Varietatea de forme în care se înfăţişează materia permite să concepem o materie vie organizată structural şi funcţional diferit de tiparele locale. O situaţie de excepţie care probează situaţii limită este existenţa unor bacterii care metabolizează şi se înmulţesc în reactoarele nucleare (în combustibilul de uraniu) în condiţii fizice extreme!

Bunul simţ educat de dialectica consecventă îl face pe Kastler să creadă în existenţa unor alte forme superioare de viaţă în Univers şi să se opună mîndriei egocentrice de a fi unicii gînditori. Cartea se încheie cu tabloul om-natură în viziunea plină de dramatism a zilelor noastre. Datoria sa de om de ştiinţă, cu convingeri formulate pe certitudini şi pe responsabilitate, îl obligă să vorbească despre impactul dintre om, societate şi revoluţia ştiinţifică şi tehnică. Autorul se referă cu subliniere la aspectele negative specifice civilizaţiei prezentului: creşterea agresivităţii private şi politice, nerespectarea mediului şi a naturii prin risipa energiei şi a materiilor prime, prin poluare... Inegalitatea de dezvoltare, care în contextul revoluţiei tehnologice poate constitui în viitor o situaţie de criză fatală pentru pace şi progresul civilizaţiei... Prejudecata existenţei unor popoare „alese“ şi a altora situate în partea de jos a scării valorii şi a potenţelor... Acest inventar sumbru, autentificat de viaţa cotidiană, este departe de gîndirea unui sceptic sau pesimist. Alfred Kastler face apel la disponibilităţile superioare pe care omul, ca expresie a celei mai importante calităţi, de „homo sapiens“, le are pentru rezolvarea acestor contradicţii. Respectul între popoare, dreptul lor la existenţă liberă, pacea şi dezarmarea ca unică soluţie raţională sînt postulate determinate de superioritatea speţei umane şi de autoconservarea ei.

Această carte valoroasă, în ciuda unor idei discutabile existente în ea, probează sinceritatea

și curajul omului de știință care crede în cea mai importantă trăsătură a dialecticii materialiste: aceea de a fi un sistem de cunoaștere deschis noului, al cărui scop este descoperirea și folosirea noului spre binele omenirii.

Vă invit să o citiți și la finele lecturii veți avea bucuria omului care, după un urcuș greu, vede de pe piscul muntelui frumuseți nebănuite.

CĂLIN BEȘLIU

INTRODUCERE

Cine nu este om de știință își închipuie fără îndoială că fizica, mai mult ca oricare altă știință, este o disciplină exactă și completă, sigură pe metodele sale și mîndră de rezultatele sale.

Există în aceasta o mare parte de adevăr. Dar trebuie să se înțeleagă bine că cunoștințele noastre despre materie, oricît de vaste ar fi, sînt doar ca niște insule care răsar dintr-un ocean necunoscut și că înseși progresele care au fost realizate de la începutul secolului au drept straniu revers să ne facă materia mai puțin familiară și mai puțin „naturală". Așa progresează știința: ea nu deschide căi noi decît cu prețul părăsirii celor vechi. Și acest lucru este cu atît mai valabil în privința științei materiei: pe punctul de a ne dezvălui secretul atomului, ea ne invită să renunțăm la modelele intuitive prin care am fi satisfăcut cel mai bine pasiunea noastră pentru sintezele definitive și cauzele fundamentale. Aceasta este situația, cel puțin, în actuala etapă a cercetării fundamentale. Aceste pagini ar vrea să arate cum a ajuns fizica la această renunțare, să facă să se înțeleagă ce fel de cunoaștere interzice această renunțare și ce alt fel de cunoaștere face posibilă și solicită.

Nu mă adresez specialiștilor. Limitele fizicii se întîlnesc cu acelea ale filozofiei: sper să mă fac înțeles de oricine, folosind un minimum de termeni de specialitate. Dacă anumite părți par cititorului prea tehnice și aride, el va putea să le

sară şi să abordeze concluziile acestei cărţi. Socotesc, dealtfel, ca o datorie a omului de ştiinţă ca, atunci cînd judecata îl duce la anumite concluzii de interes general, să iasă din turnul său de fildeş şi să acţioneze ca cetăţean. Se va vedea, dealtminteri, că unele dintre reflecţiile mele, dincolo de filozofie, se întîlnesc chiar cu politica.

Oricum, acest ultim punct nu constituie esenţialul în cartea de faţă. Scopul meu este să arăt limitele de care se loveşte astăzi cunoaşterea noastră asupra materiei şi să ridice unele probleme care se ivesc tocmai din această cauză; ce pot să fac dacă ele se ivesc în domenii fără legătură aparentă cu altele?

Astfel, se poate afirma că recentele progrese ale fizicii nucleare (de exemplu, descoperirea a peste treizeci de particule elementare, care sînt „cărămizile" din care e alcătuită materia) tot nu au rezolvat, în fond, faimoasa criză a anilor 1923—1927. Într-un sens, desigur, criza este soluţionată: nici un fizician nu mai înclină către o reprezentare „ondulatorie" sau „corpusculară"; toţi admit că în anumite cazuri, fenomenele din lumea materiei trebuie privite ondulatoriu iar, în alte cazuri, corpuscular. Şi, ca să fim mai precişi: de fiecare dată cînd se studiază *propagarea* luminii sau a materiei, conceptul de „undă" este acela care convine pentru a înţelege ceea ce se petrece. În schimb, atunci cînd e vorba să explicăm *interacţiunile* dintre materie şi materie sau dintre lumină şi materie, trebuie să facem apel la conceptele de „cuantă", fotoni, electroni etc. Nu există „punte" între cele două interpretări decît pe plan matematic.

Această soluţie a crizei este, într-un anumit sens, o soluţie de compromis: problema, care constă în a reprezenta în mod unic, sub formă de model spaţio-temporal, realitatea microfizică, rămîne nerezolvată şi trebuie, fără îndoială, să se renunţe la rezolvarea ei. „Elementul" de care se ocupă fizica este ca zeul Ianus: cu două feţe. Materia nu este, în structura sa intimă, ceva ce

seamănă cu ceea ce cunoaştem la scară macroscopică. La scara simţurilor noastre vedem, atingem o carte, o piatră, un măr: acestea sînt, cum spunem noi, „obiecte". Şi sîntem obişnuiţi să le recunoaştem două proprietăţi fundamentale care au fost întotdeauna ale lor, în ştiinţa clasică: permanenţa şi individualitatea. Or acestea sînt două proprietăţi pe care elementul lumii microfizice nu le mai posedă.

Fiind de natură ondulatorie, acest element nu mai oferă permanenţă: nu poate fi urmărit în fiecare clipă de-a lungul unei traiectorii definite, cum se poate face în principiu cu oricare obiect macroscopic. Şi, pe de altă parte, doi sau mai mulţi corpusculi de acelaşi tip sînt cu totul imposibil de deosebit. Se pot lipi etichete pe obiectele pe care le ţinem în mîna noastră: chiar dacă prezintă o asemănare perfectă între ele, vor diferi cel puţin prin numele sau numerele care s-au scris pe etichete. Dar nu se pot lipi etichete pe electroni: nici însuşi Dumnezeu, dacă pot spune aşa, între doi electroni, nu l-ar recunoaşte pe al său.

Rezultă că particulele la scară moleculară nu ascultă de legile statisticii clasice, fără să vorbim chiar de comportarea, aleatorie într-un sens, pe care trebuie să le-o recunoaştem, dacă acceptăm relaţiile de nedeterminare ale lui Heisenberg.

Astfel, „elementul" microfizicii[1] nu ar putea fi atins decît dacă se acceptă anumite modificări ale schemelor tradiţionale de gîndire. Materia trebuie să fie considerată sub cele două aspecte complementare ale sale, undă şi corpuscul şi să se renunţe la aceste „obiecte" sau la aceste „lucruri" din care era constituită dintotdeauna pentru noi natura.

Dacă se începe răsturnarea categoriilor — carteziene — ale gîndirii, aceasta merge foarte departe şi pune în discuţie, pentru fizician, însăşi noţiunea

[1] În această carte vom denumi „macrofizică" fizica care studiază obiectele la scara noastră şi „microfizică" fizica care studiază materia la scară moleculară.

de realitate obiectivă. Îmi pare atunci neîndoielnic că mutația de gîndire necesară fizicianului ar putea fi efectuată fructuos în alte domenii, cel puțin prin analogie. Dacă este adevărat, după cum vom vedea, că orice observație în microfizică este prin ea însăși o intervenție și deci o alterare a fenomenului observat, devine imposibil să afirmăm că noi putem atinge o realitate obiectivă, independentă de noi. Pe de altă parte, nu se pot trage concluzii din relațiile de nedeterminare ale lui Heisenberg pentru a dovedi idealismul, pretinzînd că realitatea este subiectivă și că nu există decît în reprezentarea noastră. Așadar, fizicianul se obișnuiește să gîndească după o a treia cale. După cum adoptă complementaritatea undă-corpuscul, la fel este împins să admită o anumită complementaritate a subiectului și a obiectului. În ceea ce mă privește continuînd pe aceeași cale, voi merge pînă la a spune că același lucru se întîmplă cu deosebirea dintre suflet și trup și că s-ar cîștiga dacă în filozofie s-ar gîndi după acest model al complementarității pe care Niels Bohr l-a introdus în fizică.

Prima parte a acestei cărți este o încercare de a scrie istoria răsturnărilor conceptuale care, într-o sută de ani, au condus fizica pe aceste drumuri noi.

Fizica contemporană îmi pare confruntată cu o altă problemă critică, aceea a materiei vii. Poate părea paradoxal să amestecăm fizica într-o problemă care este în primul rînd a biologiei. Oare postulatul biologiei moleculare, după care fenomenele vitale pot fi în întregime explicate doar cu ajutorul proprietăților fizico-chimice ale materiei, ar putea fi repus în discuție într-o bună zi? Poate că nu, dar cu condiția ca biologul să nu se mărginească să considere aspectul corpuscular al materiei, ci să țină seama, la rîndul său, de aspectul ei ondulatoriu. Mi se pare că fizica ar putea atunci juca un rol fundamental în dezvol-

tarea viitoare a biologiei, dacă cercetarea ar confirma o idee care se profilează astăzi, după care ar putea exista o legătură între „coerența" din fizică și „ordinea" biologică, caracterizate, și una și cealaltă printr-o „negentropie" deosebită.

Am spus mai sus că fizicianul se familiarizase cu complementaritatea undă-corpuscul în fenomenele care se produc la scară atomică și insist asupra ideii că biologul ar trebui, la rîndul său, să se familiarizeze cu această noțiune, în loc să se limiteze, așa cum continuă să o facă, doar la abordarea „corpusculară" a fenomenelor materiale. Dacă materia la scară atomică este undă, tot atît cît corpuscul și dacă biologul vrea să împingă de acum înainte cercetările pînă la nivelul atomilor, atunci este limpede că el trebuie să țină seama de realitatea ondulatorie a materiei.

Or, mecanica ondulatorie a lui Louis de Broglie a introdus în fizică o noțiune foarte fecundă. O undă este caracterizată prin amplitudinea sa și de asemenea prin ceea ce se numește „faza" mișcării sale vibratorii. Se poate spune că orice fenomen microfizic interesînd un mare număr de particule se situează, din acest punct de vedere, între două cazuri extreme. Acela în care toate fazele vibrațiilor sînt distribuite la întîmplare, în mod aleatoriu, în care caz se spune că fenomenul de ansamblu este „incoerent"; și al doilea, acela în care există relații determinate între fazele undelor care se compun: se spune atunci că există un fenomen de „coerență", care este adesea vizibil la nivel macroscopic și are atunci proprietăți deosebite. Or, ordinea atît de paradoxală în biologie survenind drept în mijlocul unei naturi care tinde spre dezordine (creștere a entropiei), ar putea avea de cîștigat dacă ar fi gîndită în raport cu coerența funcțiilor de undă ale moleculelor constitutive ale materiei vii, cel puțin în sensul că și într-un caz și într-altul, o aceeași structură de ordine pare să fie prezentă, o aceeași „negentropie" pare să se mențină.

Tocmai în scopul de a face înțeleasă această perspectivă dau, în partea a doua, o privire asupra cîtorva exemple de „coerență" în fizică.

Cunoașterea vieții mi se pare încă prea sumară pentru a se putea risca să se susțină, cum face de pildă Jacques Monod, anumite idei asupra celor mai înalte probleme pe care și le pun oamenii. Nu pot să cred, ca să vorbesc limpede, că hazardul și necesitatea sînt singurii responsabili ai evoluției. Niște cosmonauți care ar descoperi, pe fața nevăzută a Lunii, o uzină automată de aluminiu în plină activitate nu ar reuși să se convingă că această uzină a fost realizată doar prin jocul întîmplător al reacțiilor fizico-chimice între diferitele elemente prezente pe suprafața satelitului nostru. Cosmonauții s-ar crede mai degrabă victimele unei halucinații. Or, cea mai mică bacterie este o uzină fizico-chimică cu mult mai complexă și cu o organizare mult mai ingenioasă decît o uzină automată de aluminiu. Această constatare și alte cîteva relative la durata enormă pe care ar necesita-o „apariția" fiecărei mutații doar după legile hazardului ne fac să credem că este cel puțin prematur să negăm existența finalității în universul biologic. După părerea noastră, noțiunile de cauzalitate și de finalitate nu se exclud una pe cealaltă, ci se află și ele într-o relație de complementaritate.

Numai că trebuie să ne înțelegem bine: faptul că există o finalitate nu înseamnă deloc că specia umană este privilegiată și că ea constituie consecința ultimă a legilor fizice care au dus la formarea sistemului solar, apoi a legilor biologice care au îndrumat evoluția de la bacterie la om. Din contră, cursul istoriei, luptele interne ale speciei umane, ca și luptele sale imprudente împotriva celorlalte specii și împotriva mediului natural dau de bănuit că o catastrofă nu e deloc imposibilă și că s-ar putea întîmpla cu trufașul locuitor al Pămîntului ca și cu ghinda care, împreună cu alte mii, trebuie să putrezească pe loc pentru ca în altă

parte, foarte departe poate, un stejar să prindă rădăcină şi să crească. Acestea sînt subiectele pe care le vom aborda în ultima parte a cărţii.

Îmi voi fi atins scopul dacă voi reuşi să arăt că aceste gînduri, fără să decurgă neapărat din rezultatele actuale ale ştiinţei, sînt totuşi acelea care m-au întovărăşit în viaţa mea de om de ştiinţă. Mi-ar fi plăcut să păstrez neatinse toate convingerile tinereţii mele: ştiinţa mi-a smuls cîteva dintre ele, atunci cînd nu m-a constrîns să le caut o altă temelie decît certitudinea ştiinţifică.

PARTEA ÎNTÎI

ATOMUL ÎN ULTIMA SUTĂ DE ANI

I.

NUMĂRUL LUI AVOGADRO ŞI DIMENSIUNILE ATOMILOR

A spune că materia este constituită din atomi înseamnă a spune că are o structură discontinuă. Or, acum aproape o sută de ani, cea mai mare parte a fizicienilor, sub influenţa filozofiei pozitiviste, socoteau că fizica putea şi trebuia să se lipsească de orice ipoteză asupra structurii materiei. Fizicienii pozitivişti din acea epocă, precum Pierre Duhem în Franţa, Wilhelm Ostwald în Germania sau Ernst Mach în Austria, considerau că ştiinţa trebuia să se mărginească să interpreteze fenomenele constatabile direct prin organele noastre de simţ şi să nu încerce să împingă lămurirea dincolo de aceasta, fabricînd „modele" inutile. Astfel, fenomenul căldurii trebuia conceput în aşa fel încît să se poată calcula raporturile între căldură, lucru mecanic şi alte forme de energie, dar trebuia să se evite a-l explica prin mişcarea mai mult sau mai puţin violentă a unor pretinşi „atomi". Către 1860 energetica, termodinamica dominau fizica şi chimişti eminenţi ca Berthelot şi Dumas se numără printre adversarii atomismului din acel secol.

Cu toate acestea, de la mijlocul secolului al XIX-lea atomismul începuse să se contureze (ideea că materia este constituită din atomi datează din antichitate) nu datorită muncii fizicienilor, ci a chimiştilor şi a cristalografilor. Ipoteza atomică se dovedise comodă pentru a nota reacţiile chimice conform cu proporţiile de sub-

stanţă care intrau în joc. În felul acesta Proust şi Dalton trăseseră concluzia din legile cantitative ale chimiei, la stabilirea cărora contribuiseră, că corpurile simple erau formate din atomi identici cu toţii între ei pentru un corp dat. Mai tîrziu, Laurent şi Gerhardt aveau să se folosească de ipoteza atomică pentru a interpreta formarea moleculelor compuşilor organici. Dar teoria atomică nu era pe atunci încă decît o simplă ipoteză de lucru. Nimeni nu avea vreo idee despre dimensiunile acestor atomi, şi primele formule chimice reprezentînd moleculele corpurilor compuse erau nesigure şi imperfecte. Astfel chimiştii aveau să reprezinte multă vreme formula apei prin HO. Totuşi, atunci cînd au constatat că în acţiunea unui metal alcalin, potasiul, asupra apei, hidrogenul conţinut de aceasta era pus în libertate pe jumătate sub formă de hidrogen în stare gazoasă, în timp ce cealaltă jumătate se alia cu oxigenul la potasiu pentru a da potasa, ei au fost determinaţi să scrie formula apei H_2O şi să reprezinte reacţia pe care tocmai am menţionat-o prin formula:

$$H_2O + K \rightarrow KOH + H\nearrow$$

Deci primele formule corecte ale moleculelor au fost stabilite mai înainte de toate din motive de ordin chimic[1].

Dealtfel chimiştii nu erau singurii care să preconizeze o structură discontinuă a materiei. Cristalografii aveau să-i urmeze îndeaproape. Tot în secolul al XIX-lea, Haüy apoi Bravais au interpretat proprietăţile cristalelor prin ideea unei împachetări de elemente repetate regulat, „ochiurile cristaline", care formează astfel o reţea regulată cu trei dimensiuni.

Să ne întoarcem la fizicieni. În 1870, cea mai mare parte dintre ei sînt încă indiferenţi sau neîncrezători faţă de atomism. Însuşi Max Planck, care urma să aibă mai tîrziu un rol atît de stră-

[1] R. Lespieau: *La Molécule chimique*, Felix-Alcan, 1920.

lucit în elaborarea teoriei cuantice, mărturisește că nu a crezut decît foarte tîrziu în existența atomilor. Totuși, o serie de descoperiri aveau să-l convingă în curînd, pe el și pe ceilalți.

Încă din 1827 un botanist englez, Robert Brown, constatase că mici particule în suspensie într-un lichid, observate la microscop, sînt animate de o mișcare neîncetată, neregulată, mișcare numită de atunci „mișcare browniană". Această mișcare oferea consistență unei ipoteze emise încă din secolul al XVIII-lea de Bernoulli. Căldura ar consta dintr-o mișcare dezordonată continuă a moleculelor unui corp. Într-un lichid, aceste molecule s-ar agita ca un roi de albine, într-un gaz ar fi animate de o mișcare liberă de translație, ciocnindu-se între ele și ricoșînd de pereții recipientului. Această ricoșare, conform ipotezei, trebuia să dea naștere presiunii pe care gazul o exercită asupra peretelui. Brown a socotit că această „agitație termică" se comunica de la molecule particulelor mai mari prezente în fluid, care sînt vizibile la microscop, în timp ce moleculele rămîn invizibile. Obiecția că mișcarea browniană s-ar putea datora trepidațiilor comunicate fluidului din exterior a fost înlăturată atunci cînd s-a constatat că mișcarea browniană persista chiar în locurile cele mai liniștite și că se intensifica atunci cînd creștea temperatura lichidului examinat.

Pentru a confirma ipoteza moleculară trebuia găsit mijlocul de a-i da un suport cantitativ. Or, din 1811—1814 Avogadro în Italia și Ampère în Franța enunțaseră ipoteza pe care o numim astăzi legea lui Avogadro-Ampère:

Toate gazele, la aceeași temperatură și la aceeași presiune, conțin în volume egale un număr egal de molecule.

Era vorba deci de a determina acest vestit număr pe care îl numim „numărul lui Avogadro" și, odată cu aceasta, dimensiunile moleculelor,

masele lor și ordinul de mărime al vitezelor lor care provoacă agitația termică[1].

Or, către 1860, însuși ordinul de mărime al acestui număr al lui Avogadro era complet necunoscut încă, ceea ce explică scepticismul fizicienilor din acel timp față de teoria moleculară a materiei. Situația avea însă să evolueze în mod rapid.

Specialistul în termodinamică, Rudolf Clausius, chiar acela care introdusese în fizică noțiunea de entropie și unificase cele două principii ale termodinamicii, a fost cel care, în 1858, a stabilit primele rezultate a ceea ce numim noi astăzi „teoria cinetică a gazelor". El a reluat ideea de agitație termică a lui Bernoulli, această ipoteză a moleculelor zburînd prin spațiu și ciocnindu-se unele de altele. Considerînd moleculele drept mici sfere rigide de diametru D (aproximație evident grosolană), el a întreprins calculul, în funcție de acest diametru D și de numărul n de molecule pe unitatea de volum, a mărimii numite „parcurs liber mijlociu", adică a valorii medii a distanței l, parcurse de o moleculă între două ciocniri succesive cu alte molecule. Bineînțeles că această lungime l nu este întotdeauna aceeași și variază continuu la întîmplare. Dar întîmplarea este supusă unor legi statistice. Într-o stare de „dezordine perfectă" ca aceea a unui gaz supus agitației termice, se poate arăta că, dacă mărimile caracterizînd mișcarea moleculelor individuale (energii cinetice de translație, parcurs liber mijlociu etc.) variază în mod continuu, valorile lor medii sînt perfect determinate și calculabile. Se obișnuiește să se desemneze valoarea medie a unei mărimi printr-o linie deasupra simbolului

[1] Se păstrează denumirea de „număr al lui Avogadro" (sau număr al lui Loschmidt în țările germanofone) pentru numărul de molecule dintr-un gaz din volumul molecular, egal cu $V_m = 22{,}4$ litri în condiții normale de temperatură și presiune (0° Celsius și 76 cm coloană de mercur). Vom desemna acest număr prin litera N. Numărul n de molecule pe unitatea de volum este dat de $n = \frac{N}{V_m}$.

care o reprezintă. Astfel vom scrie: valoarea medie a lui $l = \bar{l}$.

Se înțelege ușor că numărul ciocnirilor dintre moleculele unui gaz este cu atît mai mare cu cît moleculele sînt mai mari și mai numeroase pe unitatea de volum. Clausius a reușit să arate că parcursul liber mijlociu $\bar{l}$ este într-adevăr invers proporțional cu secțiunea $\frac{\pi}{4} D^2$ a acestor molecule și cu numărul lor n pe unitatea de volum. În formula sa

$$\bar{l} = \frac{1}{an D^2}$$

a este un coeficient numeric egal cu $\frac{4}{3}\pi$, pe care puțin mai tîrziu Maxwell, care a reluat considerațiile lui Clausius, l-a corectat în $\sqrt{2}\pi$. Maxwell este acela care, de asemenea, a arătat că o mărime accesibilă la o măsurătoare directă, coeficientul de vîscozitate al unui gaz, η, putea să se exprime în funcție de $\bar{l}$ și de viteza medie $\bar{v}$ de agitație termică a moleculelor prin formula:

$$\eta = 0{,}5 \rho \bar{v} \bar{l};$$

ρ este aici masa specifică a gazului, adică masa sa pe unitatea de volum, care este cunoscută.

Coeficientul de vîscozitate a unui gaz se determină ușor măsurînd debitul de scurgere a gazului printr-un tub capilar. Din măsurarea sa se poate deduce parcursul liber mijlociu $\bar{l}$ dacă se cunoaște viteza medie de agitație termică $\bar{v}$ a moleculelor. Maxwell a arătat că este posibil să se calculeze $\bar{v}$ fără a fi nevoie să cunoaștem numărul lui Avogadro. Plecînd de la ideea că presiunea pe care un gaz o exercită asupra unui perete se datorește ansamblului de forțe pe care miriadele de molecule îl exercită asupra lui ricoșînd, Maxwell a găsit, printr-un calcul elementar, relația:

$$PV = \frac{2}{3} N . \frac{1}{2} m \bar{v}^2,$$

În această formulă P este presiunea şi V volumul gazului (V este egal cu volumul molar, V_m dacă N este egal cu numărul lui Avogadro); $\frac{1}{2} m\bar{v}^2$ reprezintă energia cinetică medie a unei molecule de masă m. Introducînd în acestă formulă relaţia binecunoscută a gazelor perfecte

$$PV = RT,$$

în care R este constanta gazelor perfecte, iar T este temperatura absolută (egală cu 273 K la 0°C) ea se scrie sub forma:

$$\frac{1}{2} mv^2 = \frac{3}{2} \frac{R}{N} T.$$

Raportul dintre constanta gazelor perfecte, R, şi numărul lui Avogadro, N, se desemnează prin litera k:

$$k = \frac{R}{N};$$

această constantă k se numeşte „constanta lui Boltzmann". Ea joacă un rol fundamental în fizica atomică.

Relaţia precedentă arată că energia cinetică medie a unei molecule, $\frac{1}{2} m\bar{v}^2$, este proporţională cu temperatura absolută, T, a gazului, iar coeficientul de proporţionalitate este acelaşi pentru toate gazele. Măsurînd temperatura unui gaz şi exprimînd această temperatură în scara absolută de temperatură ($T = 0°$ Celsius $+ 273$) se măsoară deci, într-un fel, energia cinetică de agitaţie termică a moleculelor sale.

Produsul Nm dintre numărul lui Avogadro, N, şi masa m a unei molecule fiind egal cu masa molară, M, mai putem să punem formula precedentă sub forma:

$$\frac{1}{2} M\bar{v}^2 = \frac{3}{2} RT,$$

de unde scoatem relaţia:

$$\bar{v}^2 = 3 \frac{RT}{M}.$$

Este deci posibil, după cum am afirmat mai sus, să se calculeze mărimea $\bar{v}^2$ pe care o numim „pătratul mediu al vitezei de agitație termică a moleculelor“ plecînd de la mărimile pur macroscopice R, T și M; și putem defini o mărime v^*, rădăcină pătrată a lui $\bar{v}^2$, pe care o vom numi „viteză patratică medie a moleculelor“, care se exprimă prin relația:

$$v^* = \sqrt{\frac{3RT}{M}}.$$

Să aplicăm această formulă, la temperatura gheții în stare de topire ($T = 273\text{K}$), hidrogenului gazos ($M = 2$) și oxigenului gazos ($M = 32$); găsim, cu valoarea $R = 8{,}314 \cdot 10^7$ erg/grad, valorile numerice următoare:

pentru hidrogen $v^* = 1838$ m/s;
pentru oxigen $v^* = 461$ m/s.

Trebuie să observăm că aceste viteze sînt foarte apropiate de vitezele de propagare a sunetului în aceste gaze, fapt pe care dealtfel teoria îl explică perfect.

Din considerații statistice reiese că nu trebuie să se confunde viteza patratică medie v^* cu viteza medie a moleculelor $\bar{v}$ (căci nu revine la același lucru să faci media unei mărimi sau aceea a pătratului său), dar calculul statistic arată că între aceste două mărimi există relația:

$$\bar{v} = v^* \sqrt{\frac{8}{3\pi}} = 0{,}97 v^*;$$

aceste mărimi diferă deci puțin una de cealaltă și, din cunoașterea lui v^*, se deduce ușor $\bar{v}$.

Maxwell dispunea deci de toate datele pentru a putea calcula, plecînd de la valoarea cunoscută a lui $\bar{v}$ și de la măsurarea coeficientului de viscozitate, η, a gazului, valoarea numerică a lui l, parcursul liber mijlociu într-un gaz; el a găsit astfel că, pentru oxigen, în condiții normale,

$$\bar{l} = 5 \cdot 10^{-6} \text{ cm} = 500 \text{ angströmi}^1,$$

cunoscînd şi pe $\bar{l}$ şi pe $\bar{v}$ se poate, de asemenea, calcula timpul mediu care se scurge între două ciocniri succesive:

$$\bar{\tau} = \frac{\bar{l}}{\bar{v}} = \frac{5 \cdot 10^{-6}}{4{,}6 \cdot 10^{4}} \approx 10^{-10} \text{ secunde},$$

ceea ce înseamnă că, în oxigenul gazos, în condiţii normale, fiecare moleculă suferă în fiecare secundă vreo zece miliarde de ciocniri. În cursul fiecăreia din ele se schimbă direcţia şi mărimea vitezei sale. Se înţelege astfel de ce valorile instantanee ale vitezelor moleculare, care se schimbă continuu în cursul acestei răscoliri neîncetate prezintă un interes scăzut. Singurele valori care au cu adevărat un sens fizic sînt valorile medii ale acestor mărimi: ale vitezei, ale energiei cinetice, ale parcursului liber, mărimi medii care au o valoare numerică permanentă.

Cunoaşterea parcursului liber mijlociu, $\bar{l}$, ne permite să cunoaştem produsul nD^2 al celor două necunoscute n şi D. Pentru a putea determina pe fiecare din aceste necunoscute, trebuie să stabilim între ele o a doua relaţie.

În 1865 fizicianul austriac Loschmidt a indicat pentru prima oară o astfel de relaţie, a cărei simplitate şi evidenţă fac să ne gîndim la povestea oului lui Columb. El a socotit că atunci cînd un gaz se condensează în stare lichidă, moleculele, presupuse de formă sferică, sînt în contact unele cu altele. Volumul total ocupat de n molecule alipite este atunci de ordinul lui $V' = nD^3$, sau, mai general, este egal cu bnD^3, unde coeficientul numeric b depinde de simetria împachetării sferelor, fără a fi niciodată foarte diferit de unitate[2]. Pentru o împachetare cu simetrie cubică, acest

[1] 1 angström $= 10^{-8}$ cm este o unitate de lungime adaptată la dimensiunile moleculare. Este reprezentat prin simbolul Å.

[2] Să amintim că în acel timp trebuia să se cunoască mai ales ordinul de mărime al lui N şi nu valoarea sa exactă, aproximaţia prin care se aseamănă o moleculă cu o sferă rigidă nepermiţînd nici o precizie.

coeficient este egal cu unitatea. V' reprezintă aici volumul de lichid, obţinut prin condensarea unităţii de volum a gazului, valoare care se deduce uşor din raportul dintre densitatea gazului şi aceea a lichidului.

Loschmidt era deci în posesia tuturor datelor pentru a calcula separat pe D, diametrul moleculelor asemănate cu nişte sfere, şi pe n, numărul de molecule în unitatea de volum a gazului, de unde numărul lui Avogadro $N = n \cdot V_m$, V_m fiind volumul molecular. Loschmidt putea deci să anunţe încă din 1865 că diametrul moleculelor trebuie să fie de ordinul lui $D = 10^{-8}$ cm $= 1$ angström şi că numărul N trebuie să fie cuprins între 10^{23} şi 10^{24}. Astăzi, ştim că acest număr este de aproximativ $6 \cdot 10^{23}$. Acesta este, s-o reamintim, numărul de molecule conţinut în volumul molecular al unei specii chimice, volum care, pentru un gaz, aflat în condiţii normale, este de ordinul a 22,4 litri, astfel că numărul n de molecule pe cm^3 de gaz este, în aceste condiţii, de ordinul a $3 \cdot 10^{19}$.

Pentru a ne da seama de valoarea uimitoare a acestor numere, să încercăm să evaluăm timpul care ar fi necesar pentru a realiza numărul n, numărînd o moleculă pe secundă. Durata care s-a scurs de la crearea universului este, după astrofizicieni, de ordinul a 10 miliarde de ani. Tradusă în secunde, această vîrstă a universului, este de ordinul a $3 \cdot 10^{17}$ secunde. Vedem că ar trebui să dispunem de o durată de o sută de ori mai mare pentru a număra doar moleculele conţinute în fiecare cm^3 din aerul care ne înconjoară!

În cursul jumătăţii de veac care s-a scurs între 1870 şi 1920, fizicienii au elaborat vreo zece metode diferite pentru a determina valoarea numerică a numărului lui Avogadro. Aceste metode au furnizat valori din ce în ce mai apropiate şi mai precise pentru acest număr. Valoarea actuală admisă este:

$$N = 6{,}028 \cdot 10^{23}$$

şi se apreciază că acest număr este cunoscut astăzi cu o aproximaţie mai bună de o miime.

În cele ce urmează va trebui să amintim de una sau de alta din metodele acestea, dar să spunem de pe acum că tocmai concordanța rezultatelor acestor măsurători, bazate pe metode cu totul diferite și independente, este aceea care a izbutit să convertească scepticii și să convingă pe toți oamenii de știință de certitudinea „realității moleculare".

Înainte de a merge mai departe, am vrea să facem o observație importantă în ceea ce privește parcursul liber mijlociu, $\bar{l}$, al unei molecule de gaz. Să amintim că acesta este dat de formula:

$$\bar{l} = \frac{1}{anD^2}.$$

Este deci invers proporțional cu n, numărul moleculelor pe unitatea de volum, adică invers proporțional cu densitatea gazului. Reducînd densitatea, lucru care se poate face racordînd recipientul care conține acest gaz la o pompă de vid, se lungește deci parcursul liber mijlociu, $\bar{l}$, al moleculelor. Un vid foarte bun corespunde unei presiuni reziduale de ordinul unei miliardimi, sau 10^{-9} din presiunea atmosferică[1]. În aceste condiții, numărul moleculelor pe cm^3 este încă de ordinul

$$3 \cdot 10^{19} \times 10^{-9} = 3 \cdot 10^{10}.$$

Într-un astfel de vid considerat ca excelent, mai rămîn deci încă 30 miliarde de molecule pe cm^3, dar parcursul liber mijlociu devine egal cu:

$$\bar{l} = 5 \cdot 10^{-6} \cdot 10^{9} = 5\,000 \text{ cm} = 50 \text{ m}.$$

El a devenit astfel mai mare decît dimensiunile unui recipient normal de laborator. Adică numeroasele molecule care sînt încă prezente într-un gaz foarte rarefiat nu mai au ocazia să se întîlnească. Ricoșînd liber de la un perete la altul, ele parcurg traiectorii aproape rectilinii, foarte ușor curbate doar de forța gravitației.

---

[1] Se poate realiza astăzi un „ultravid" mult mai bun, de care este nevoie în marile acceleratoare de particule.

Fizicianul francez Louis Dunoyer a profitat de acest fapt pentru a crea în 1911 o tehnică interesantă şi fecundă, producînd ceea ce se numeşte un „jet atomic“ sau un „fascicul atomic“ în vid. Schiţa (fig. 1) lămureşte funcţionarea dispozitivului său.

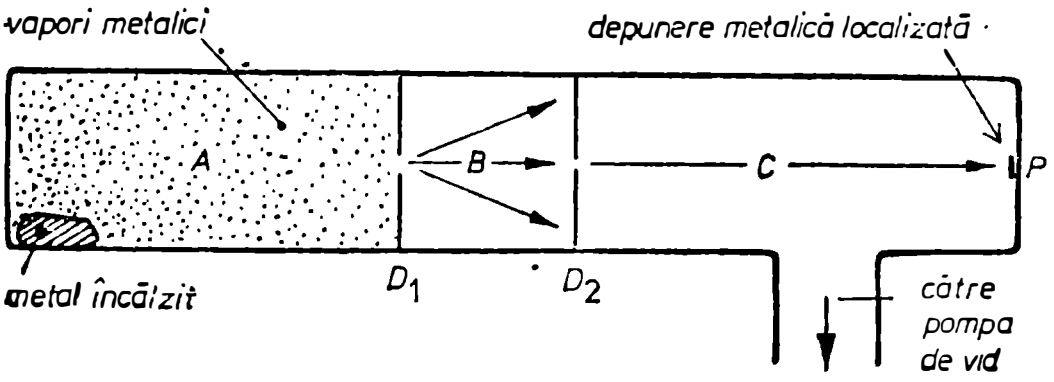


Fig. 1

Un recipient etanş de formă cilindrică este împărţit în trei compartimente A, B, C, de către doi pereţi D_1 şi D_2, străpunşi fiecare în mijlocul său de un mic orificiu. Compartimentul C este legat la o pompă bună de vid; compartimentul A, cel mai din stînga, conţine un grăunte de metal uşor vaporizabil, de exemplu sodiu. Se încălzeşte doar peretele acestui compartiment A, care se umple cu vaporii metalului[1] la o presiune ce se menţine, reglîndu-se temperatura, la cîţiva mm coloană de mercur. Atomii care traversează orificiul peretelui D_1 descriu în compartimentul B traiectorii în linie dreaptă şi, în cea mai mare parte, se vor condensa pe peretele acestui compartiment. Aceia al căror vector viteză este îndreptat spre orificiul din al doilea perete D_2 continuă drumul lor în linie dreaptă spre compartimentul C, formează aici un fascicul foarte îngust, îndreptîndu-se spre peretele din faţă unde vin să se depună şi realizează o mică pată de metal condensat în jurul unui punct P, aşezat pe dreapta care trece prin cele două orificii. În compartimentul C se

[1] În timp ce moleculele gazelor hidrogen, oxigen şi azot sînt biatomice, vaporii metalici (mercur, sodiu, potasiu, argint) sînt formaţi din molecule monoatomice.

dispune de ceea ce se poate numi un „fascicul atomic" în vid. Această tehnică a lui Dunoyer a servit la realizarea unor experienţe de interes fundamental în fizica atomică[1].

Dar să ne întoarcem la metodele de determinare a numărului lui Avogadro. Fără a enumera toate metodele care au permis să fie măsurat, trebuie să menţionăm două dintre ele, care se disting prin simplitatea lor şi prin uşurinţa interpretării lor.

În 1881, fizicianul german Helmholtz a semnalat că, dacă materia ar avea o structură discontinuă, ar trebui să se întîmple acelaşi lucru şi cu cantitatea de electricitate. Acesta era într-adevăr modul în care trebuia să fie interpretate legile electrolizei, pe care Faraday le stabilise cu o jumătate de secol mai devreme. Să amintim că un electrolit este un lichid care conduce curentul electric şi care este descompus de către acesta, produsele descompunerii apărînd la electrozi sub formă de degajări de gaze sau de depunere metalică. Faraday arătase că există întotdeauna o proporţionalitate riguroasă între cantitatea de electricitate care a străbătut electrolitul şi cantitatea de materie apărută la electrozi şi o legătură strînsă între masele de materie puse în libertate la electrozi şi masele atomice mînuite de chimişti. Astfel, electroliza unei soluţii apoase de nitrat de argint (metal monovalent) arată că depunerea unui atom-gram de argint necesită trecerea unei cantităţi de electricitate de 96 500 coulombi[2], cantitate care este astăzi desemnată sub numele de 1 faraday. Dacă se face electroliza unei soluţii de metal bivalent (sulfat de cupru sau clorură de zinc), pentru a obţine depunerea la catod a unui atom-gram de metal, trebuie să facem să

---

[1] Să citărm experienţele binecunoscute ale fizicienilor care au folosit această tehnică: Stern şi Gerlach (1922), Rabi (1938), Lamb şi Rutherford (1947), maserul lui Townes (1954), maserul cu hidrogen al lui Ramsey (1960).

[2] Să amintim că 1 coulomb se defineşte drept cantitatea de electricitate transportată de un curent electric cu intensitatea de 1 amper în timp de 1 secundă.

treacă o cantitate de electricitate de 2 faraday; în cazul unei sări de metal trivalent (clorură ferică), trebuie 3 faraday etc. Faraday pusese deci în evidenţă o relaţie interesantă între cantitatea de electricitate transportată şi valenţa chimică a elementului care asigură acest transport. Totul se petrece ca şi cînd un atom al unui element monovalent oarecare ar transporta o sarcină electrică întotdeauna identică pe care o desemnăm prin e şi o numim „sarcină elementară". Un atom bivalent transportă sarcina $2e$, un atom trivalent sarcina $3e$ etc. Rămînea de găsit valoarea acestei sarcini electrice elementare indivizibile, numită astăzi „sarcina electronului" sau „atom de electricitate".

Or, către 1905 un sfert de secol după observaţia lui Helmholtz, fizicianul american Millikan producea printr-o pulverizare o ceaţă de picături fine de ulei şi constata că aceste picături se încărcau cu electricitate cînd erau supuse unui fascicul de radiaţii X. A reuşit să măsoare sarcina lor. A găsit că aceasta era întotdeauna un multiplu întreg al unei sarcini egale cu $1{,}602 \cdot 10^{-19}$ coulombi[1]. Identificînd această sarcină elementară cu aceea a „atomului de electricitate", e, se putea obţine numărul lui Avogadro N: era deajuns să se împartă sarcina F de 1 faraday cu e:

$$N = \frac{F}{e} = \frac{96\ 500 \text{ coulombi}}{1{,}602 \cdot 10^{-19} \text{ coulombi}} = 6{,}03 \cdot 10^{23}.$$

Acesta este unul din modurile cele mai directe pentru a determina acest număr, care reprezintă, să amintim, numărul de atomi dintr-un atom-gram, sau numărul de molecule dintr-o moleculă-gram.

Această determinare a lui N, plecînd de la sarcina electrică elementară, fusese precedată de o determinare precisă, dar mult mai indirectă, publicată în 1900 de către Max Planck. Acesta

[1] Dăm aici valoarea admisă actualmente. Millikan găsise o valoare mai mare cu 1%, folosind pentru calculul acestei sarcini o valoare numerică a coeficientului de vîscozitate a aerului care ulterior avea să fie corectată.

presupusese că energia luminoasă trebuia să aibă şi ea o structură discontinuă — *cuantele* de lumină asupra cărora vom reveni. El ajunsese astfel să calculeze, plecînd de la măsurători ale intensităţii radiaţiei de incandescenţă provenită de la un cuptor (numit în mod paradoxal „radiaţie a corpului negru"), o valoare a numărului lui Avogadro egală cu:

$$N = 6{,}175 \cdot 10^{23},$$

foarte apropiată de valoarea admisă acum.

Ne rămîne să vorbim de o metodă foarte elegantă de determinare a numărului lui Avogadro imaginată şi realizată de Jean Perrin între anii 1908 şi 1913. Ea se bazează pe analogia care există între o atmosferă gazoasă supusă forţei gravitaţiei şi o suspensie coloidală de particule fine într-un lichid.

În atmosfera terestră, supusă forţei de gravitaţie datorate atracţiei exercitate de masa globului, presiunea şi densitatea descresc cu altitudinea. În vîrful Himalaiei, aerul este foarte rarefiat. Această rarefiere a aerului cu altitudinea — sau, invers, creşterea densităţii şi a presiunii aerului cînd se coboară către nivelul mării —, se explică astfel: presiunea care se exercită în atmosferă la un nivel dat este datorată greutăţii straturilor de aer care se găsesc deasupra acestui nivel, straturi care apasă pe straturile inferioare care, mai comprimate decît cele superioare, sînt deci mai dense.

Cazul atmosferei terestre este destul de complex, căci temperatura variază aici cu altitudinea. Pentru cazul ideal al unei atmosfere izoterme, este uşor de calculat cum trebuie să varieze densitatea în funcţie de altitudine. Se găseşte că dacă altitudinea creşte în progresie aritmetică, densitatea descreşte în progresie geometrică. Astfel, de fiecare dată cînd ne ridicăm cu o diferenţă de altitudine dată, Z_0, densitatea este redusă la jumătate din valoarea sa. Această diferenţă de cotă,

comparabilă cu treapta unei scări, care caracterizează împărţirea densităţii prin factorul 2, este dată de formula:

$$Z_0 = 0{,}693 \frac{RT}{Mg}.$$

Dacă se aplică această relaţie aerului (de masă molară medie 29 grame), la temperatura gheţii în curs de topire ($T = 273$ K) şi pentru acceleraţia normală a gravitaţiei, $g = 981$ cm/s^2, se găseşte:

$$Z_0 = 5{,}5 \text{ km}.$$

Deci, într-o coloană verticală de aer, aflat la temperatură constantă, dacă n reprezintă numărul de molecule pe cm^3 la nivelul mării (altitudine 0), la altitudinea $Z_0 = 5{,}5$ km nu se vor mai găsi decît $\frac{n}{2}$ molecule pe cm^3, la altitudinea $2Z_0 = 11$ Km, $\frac{n}{4}$, la altitudinea $3Z_0 = 16{,}5$ km, $\frac{n}{8}$ etc.

Să considerăm acum o suspensie coloidală. Se numeşte astfel o suspensie de particule solide foarte fine într-un lichid, particule atît de fine încît nu sînt vizibile individual decît la microscop sau la ultramicroscop. Ele se văd atunci agitate de o mişcare browniană cu atît mai intensă, cu cît particulele sînt mai mici. Se poate obţine o astfel de suspensie coloidală dizolvînd o răşină în alcool şi vărsînd cîteva picături din această soluţie într-un pahar cu apă care se agită. Apa ia atunci un aspect tulbure care se datoreşte unei mulţimi infinite de mici bobiţe de răşină în suspensie. Răşinile fiind solubile în alcool şi insolubile în apă, aceste bobiţe formează într-adevăr un precipitat foarte apos în momentul în care se diluează soluţia alcoolică într-o cantitate de apă, comparativ mult mai mare. Se obţin bobiţe cu atît mai fine, cu cît soluţia alcoolică de răşină este mai diluată (este exact acelaşi fenomen care se produce cînd se varsă Pernod în apă). În gene-

ral, o astfel de suspensie este eterogenă, adică formată din bobiţe de mărime variabilă, aşa cum o arată examinarea lor microscopică. Dar, prin tehnica centrifugării fracţionate a suspensiei, se ajunge să se separe bobiţele de mărimi diferite şi să se prepare o suspensie omogenă, formată din bobiţe practic de acelaşi diametru. Astfel, Jean Perrin a reuşit să prepare o suspensie de bobiţe de răşină — o răşină specială extrasă din latex — toate bobiţele avînd în mod practic un diametru de 0,2 microni, lungime măsurabilă la microscop.

Pentru a studia la microscop repartiţia bobiţelor în altitudine, Jean Perrin folosea o lamă plată de lichid închisă între port-probă şi capac. Aşeza planul acestui preparat vertical şi îl observa cu un microscop al cărui ax orizontal era perpendicular pe planul preparatului. Un şurub micrometric permitea să se deplaseze axul microscopului pe verticală şi să se măsoare cu precizie aceste deplasări. Acest dispozitiv permitea să se numere bobiţele dintr-o felie subţire orizontală de volum dat şi să se repete această operaţie la diferite altitudini (fig. 2).

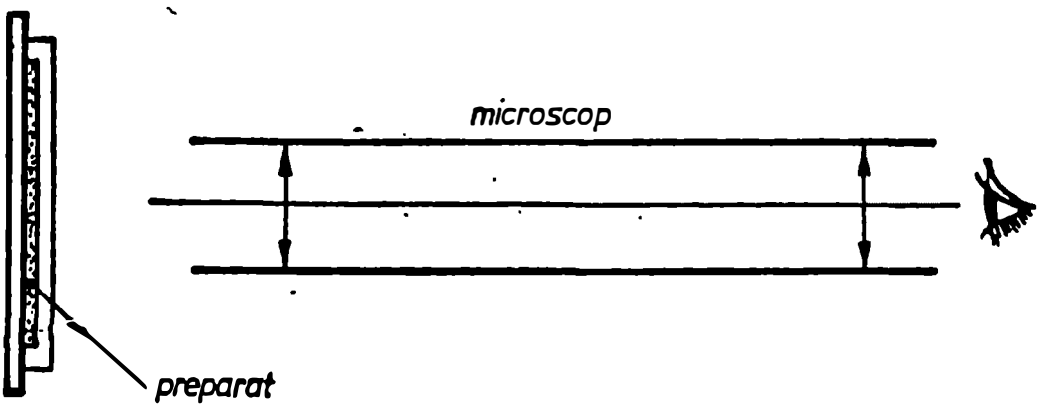


Fig. 2

Or un astfel de examen arată că, dacă se ridică axul microscopului în progresie aritmetică (prin trepte egale), numărul de bobiţe scade în proporţie geometrică. Această lege de repartiţie a bobiţelor este deci aceeaşi cu aceea care determină densitatea într-o coloană verticală de gaz. Nu este nimic surprinzător în aceasta, deoarece, în amîndouă

cazurile, la originea acestui echilibru dinamic se află aceleaşi forţe antagoniste: forţa de gravitaţie care tinde să coboare bobiţele şi să producă „sedimentarea“ lor la fundul lichidului şi agitaţia termică a moleculelor care caută să împrăştie bobiţele în altitudine şi care se regăseşte în mişcarea browniană a acestora. De fapt, intervine aici o a treia forţă, care este „forţa lui Arhimede“, pe care lichidul o exercită asupra bobiţelor imersate. Ea are ca efect slăbirea acceleraţiei gravitaţiei. Se ţine seama de ea, înlocuind pe g prin:

$$g' = g\left(1 - \frac{\delta}{\Delta}\right),$$

unde δ este greutatea specifică a lichidului şi Δ greutatea specifică a bobiţelor imersate.

Pentru apă $\delta = 1$ şi pentru răşină $\Delta = 1{,}914$, astfel că $g' = 0{,}485\, g$. Această corecţie este deci importantă.

Să considerăm acum un exemplu de rezultat obţinut de Jean Perrin: el a constatat pentru bobiţele de răşină cu diametrul de 0,2 microni că numărul lor a scăzut la jumătate de fiecare dată cînd se ridica axa microscopului cu vreo treizeci de microni. Înălţimea treptei echivalînd cu Z_0 este deci aici $3 \cdot 10^{-3}$ cm. Datorită formulei:

$$Z_0 = 0{,}693 \frac{RT}{Mg'},$$

dispunem de toate datele pentru a calcula pe M, masa moleculară a acestor „macromolecule“ constituite din mici sfere de răşină. Evident, în acest caz, M este un număr enorm. Cum, pe de altă parte, se cunosc diametrul şi masa specifică a acestor mici sfere, se poate calcula masa lor individuală, m, iar raportul $\frac{M}{m}$ trebuie să dea numărul lui Avogadro, N. Un număr mare de măsurători, repetate pe bobiţe de mărimi diferite, a dat lui Perrin valoarea $N = 6{,}8 \cdot 10^{23}$.

Dacă acest rezultat, care arată că identificarea unei suspensii coloidale cu un gaz este justificată,

este mai puțin precis decît altele, aceasta provine de la dificultatea de a măsura cu precizie diametrul unor bobițe atît de mici, mărime la limita puterii de separare a microscopului (cel mai bun mijloc de a măsura acest diametru cu o oarecare precizie este să se usuce preparatul astfel încît boabele să se înșire de-a lungul unei muchii a cuvei, ca un lanț de perle și să se măsoare lungimea unui lanț format din vreo sută de bobițe alipite).

Pentru a încheia aceste considerații asupra structurii discontinue a materiei și asupra numărului lui Avogadro, aș vrea să mai citez un alt fenomen, ce se poate observa zilnic, care ne dă dovada directă a acestei structuri discontinue, și al cărui studiu cantitativ a permis, de asemenea, să se determine numărul lui Avogadro. Este culoarea albastră a cerului în timpul zilei.

Acest fenomen, de care Goethe se interesa atît de mult în tratatul său *Teoria culorilor*, n-a găsit adevărata sa explicație științifică decît în 1900, datorită fizicianului englez lordul Rayleigh. Dacă aerul din atmosfera terestră ar fi un mediu omogen și continuu, el nu ar împrăștia lumina solară care îl străbate. În plină zi, cerul ne-ar apărea perfect negru și am distinge pe el stelele. Astfel se înfățișează el echipajelor sateliților și celor ce au fost pe Lună. Dar, deoarece aerul este format din molecule (de azot și de oxigen mai ales), fiecare din aceste mici molecule, luminată de razele soarelui și supusă vibrațiilor luminoase, devine, la rîndul său, o minusculă sursă de lumină care împrăștie în toate direcțiile puțin din această lumină solară pe care o primește. Această lumină, sustrasă razelor soarelui și împrăștiată de puzderia de molecule ale atmosferei terestre, este cauza luminozității cerului. De ce este ea de culoare albastră? Pentru că moleculele sînt particule foarte mici în raport cu lungimile de undă ale radiațiilor vizibile. Lordul Rayleigh a arătat, într-adevăr, că puterea de împrăștiere a acestui

fel de particule este invers proporțională cu puterea a patra a lungimii de undă a radiațiilor. Or, extremitatea roșie a spectrului luminii solare se află la o lungime de undă de 0,7 microni, în timp ce extremitatea violetă este apropiată de 0,4 microni. Raportul puterilor de împrăștiere pentru cele două radiații ale sale este egal cu $\left(\frac{7}{4}\right)^4$, număr apropiat de 10. Radiațiile violete și albastre cuprinse în lumina solară sînt deci de 10 pînă la 8 ori mai puternic împrăștiate de către moleculele aerului decît radiațiile roșii. Iată de ce cerul ne apare albastru. Pe de altă parte, această împrăștiere moleculară a luminii solare atrage după sine o pierdere de energie luminoasă. Razele solare slăbesc progresiv străbătînd atmosfera terestră, slăbirea fiind mai importantă pentru radiațiile albastre decît pentru cele roșii. Iată de ce, soarele care apune, și ale cărui raze au de străbătut un strat gros de aer pentru a ajunge la noi, ne apare de culoare roșie.

Iată deci explicate, de curînd dealtfel, fenomenele atmosferice cu frumos colorit care îi dăduseră atît de gîndit lui Goethe. Contemplînd albastrul cerului, admirînd nuanțele apusului de soare, ochiul nostru înregistrează dovada directă a structurii discontinue a materiei și avem, în plus, dreptul de a trage concluzia că particulele care împrăștie moleculele, au dimensiuni mici în raport cu lungimile de undă ale radiațiilor luminoase pe care le împrăștie și care impresionează ochiul nostru.

Studiul împrăștierii luminii de către mediile transparente, gaze, lichide și cristale, a făcut obiectul a numeroase cercetări din partea fizicienilor secolului al XX-lea. Studii cantitative au permis de exemplu fizicienilor francezi Jean Cabannes și Pierre Daure să pună la punct o nouă metodă de determinare a numărului lui Avogadro. Ea a dat un rezultat în acord cu celelalte metode.

Lordul Rayleigh a arătat, de asemenea, că particulele materiale mari în raport cu lungimile de undă luminoase împrăştie şi ele lumina puternic dar că, în acest caz, puterea de împrăştiere este independentă de lungimea de undă a radiaţiilor împrăştiate. Este cazul picăturilor de apă care formează norii (şi al căror diametru este în general de mai mulţi microni). Iată pentru ce norii ne apar albi. În cazul norilor, avem de-a face cu o împrăştiere a luminii solare de către particule mari în raport cu lungimile de undă ale luminii vizibile, iar, în cazul cerului, cu o împrăştiere a luminii solare de către molecule mult mai mici decît lungimile de undă luminoase care impresionează ochiul nostru.

Către sfîrşitul secolului al XIX-lea trei descoperiri aveau să zdruncine fizica din temelii şi să susţină puternic teoria atomică a materiei: descoperirea radiaţiilor catodice, a radiaţiilor X şi a radioactivităţii.

Descoperirea radiaţiilor catodice şi identificarea lor cu un flux de electroni care ies din catodul unui tub cu gaz rarefiat s-a făcut progresiv, în cursul celei de a doua jumătăţi a secolului al XIX-lea. Gazele sub presiune atmosferică sînt nişte izolanţi şi nu conduc curentul electric afară de cazul cînd li se aplică tensiuni electrice considerabile, generatoare de scîntei în laborator, şi de fulgere şi tunete în atmosfera terestră.

Dar, pentru a provoca o descărcare atunci cînd se reduce presiunea într-un gaz — cu ajutorul unei pompe de vid — la valori de numai cîţiva mm de mercur, este suficientă o diferenţă de potenţial moderată de ordinul unei mii de volţi, aplicată la nişte electrozi care traversează peretele unui tub de sticlă conţinînd gazul. Trecerea curentului prin gazul rarefiat este întovărăşită atunci de o emisie luminoasă a cărei culoare variază de la un gaz la altul (albastră pentru azot, roz pentru hidrogen, roşie pentru neon). Aceste tuburi de descărcare folosite pentru firmele luminoase ne sînt astăzi foarte familiare.

Cînd se coboară presiunea gazului rarefiat sub 10^{-2} mm de mercur, descărcarea se face din nou mai greu, luminozitatea gazului scade și dispare și, ajunși la o presiune de 10^{-3} mm mercur, constatăm, atunci cînd tensiunea aplicată electrozilor este suficientă, apariția unei fluorescențe verzi pe peretele de sticlă din fața catodului. Această fluorescență se datorează unor radiații numite „radiații catodice", ele însele invizibile, care părăsesc perpendicular suprafața catodului și se deplasează în linie dreaptă, oricare ar fi locul în care este așezat anodul[1]. O placă metalică subțire așezată în calea acestor radiații devine incandescentă din cauza ciocnirii cu ele.

Întrebarea importantă, care se punea atunci experimentatorilor, era: aceste radiații sînt niște radiații luminoase de lungime de undă necunoscută (de determinat), sau este vorba de un jet de particule materiale? În primul caz ele trebuia să fie neutre din punct de vedere electric iar, în al doilea caz, se putea bănui că, emise de catod, ar transporta sarcini negative. Or, apropierea unui magnet a arătat că un cîmp magnetic devia efectiv radiațiile catodice și că sensul de deviere corespundea unor sarcini negative; pe de altă parte, introducerea plăcilor unui condensator electric în interiorul tubului a permis să se arate că și un cîmp electric devia de asemenea aceste radiații. Dovada hotărîtoare a transportului sarcinilor negative de către radiațiile catodice a fost adusă în 1895 de către Jean Perrin. El capta aceste radiații într-un cilindru al lui Faraday, fixat în interiorul tubului, în fața catodului și demonstra că acest cilindru se încarcă negativ atunci cînd se produce descărcarea.

Admițînd că radiațiile catodice erau formate dintr-un flux de electroni negativi, ipoteză formulată de fizicianul englez J.J. Thomson, studiul cantitativ al devierii lor într-un cîmp electric și într-un cîmp magnetic permitea să se calculeze

[1] Anodul este electrodul legat cu polul pozitiv al generatorului, catodul este electrodul legat de polul său negativ.

raportul dintre sarcina electrică, e, și masa m_0, a acestor particule, iar acest calcul a dus la rezultatul:

$$\frac{e}{m_0} = 1{,}759 \cdot 10^8 \text{ coulombi/gram.}$$

Cînd, în 1905. Millikan a determinat valoarea sarcinii electrice elementare e, pe care am dat-o mai sus, a devenit deci posibil să se cunoască masa acestor electroni:

$$m_0 = 0{,}9106 \cdot 10^{-27} \text{ grame}$$

și din acel moment s-a putut compara această masă cu aceea a atomilor. Într-adevăr, pentru un element chimic de masă atomică M, masa unui atom individual se obține împărțind M la numărul lui Avogadro, N, și se găsește pentru atomul de hidrogen masa:

$$m_H = \frac{M_H}{N} = \frac{1 \text{ gram}}{6{,}023 \cdot 10^{23}} \; 1{,}66 \cdot 10^{-24} \text{ grame.}$$

Electronul sau atomul de electricitate așa cum ne apare în razele catodice este deci de 1840 mai ușor decît cel mai ușor dintre atomi, avînd în același timp o masă măsurabilă. Vom vedea mai tîrziu că este un component al tuturor atomilor.

Doar mult mai tîrziu, în 1932, aveau să se găsească în radiația cosmică electroni pozitivi sau „pozitroni", particule avînd exact aceeași masă m_0 ca și „negatonii", dar o sarcină pozitivă de aceeași mărime absolută.

În cursul primelor două luni ale anului 1896, două alte descoperiri au completat pe accea a radiațiilor catodice: în ianuarie 1896, în Germania, Röntgen a publicat primele fotografii obținute cu radiații X, radiații noi care se produc cînd radiațiile catodice lovesc un obstacol solid (un anticatod), și care se deosebesc de radiațiile catodice printr-o putere de pătrundere deosebită care le face să fie folosite la diagnosticarea

radio. Natura lor a fost controversată pînă în 1912, dată la care fizicienii au recunoscut că radiațiile X se înrudesc cu lumina.

În luna următoare, în februarie 1896, la Paris, Henri Becquerel, a pus în evidență, pe săruri de uraniu, o nouă proprietate a materiei, radioactivitatea: o substanță radioactivă emite continuu o radiație complexă care se traduce printr-o ionizare a aerului înconjurător (adică aerul, în mod obișnuit izolant, devine conducător de electricitate), prin impresionarea plăcilor fotografice, printr-o degajare neîntreruptă de căldură și prin efecte fiziologice în general de temut, dar care pot fi binefăcătoare în mîini pricepute. Dacă încercăm să deviem aceste radiații cu cîmpul magnetic al unui magnet, se pot distinge în realitate trei tipuri de radiații:

— radiații γ, care nu sînt deviate și se înrudesc cu radiațiile X;

— radiații β, care sînt deviate, au sarcină negativă egală cu e și care se identifică cu electroni de energie cinetică mare;

— în sfîrșit, radiații α, care sînt deviate în sens contrar razelor β, deci sînt încărcate pozitiv, purtînd o sarcină $2e$ și avînd o masă de patru ori mai mare decît atomii de hidrogen; s-au recunoscut în ele ionii de He^{++}.

Radiațiile X și radiațiile α aveau să devină, pentru fizicianul secolului al XX-lea, unelte prețioase pentru a analiza structura materiei, a confirma caracterul său discontinuu și a pătrunde în interiorul chiar al acestor atomi cărora fizicienii secolului al XIX-lea învățaseră să le socotească numărul și să le determine dimensiunile.

Descoperirea altor elemente radioactive, în special aceea a poloniului și a radiului de către Pierre și Marie Curie, și a altor aproximativ zece elemente, avea să transforme în realitate vechiul vis al alchimiștilor de transmutare a elementelor chimice. Într-un proces radioactiv, un element chimic se transformă în alt element, și se poate

urmări o „familie radioactivă" formată din mai multe generații succesive de elemente.

Astfel, datorită progreselor realizate către sfîrșitul secolului al XIX-lea și începutul secolului nostru, datorită determinării din ce în ce mai precise a numărului lui Avogadro prin metode diverse, independente unele de altele, omul de știință, fie el fizician, chimist sau biolog, a căpătat certitudinea existenței atomilor și moleculelor și s-a obișnuit să-și reprezinte aceste elemente submicroscopice prin modele spațiale la scara sa, modele care au înlesnit mult predarea în învățămîntul științific și în primul rînd predarea chimiei.

În aceste modele, pe care toți elevii de liceu le cunosc bine, atomii sînt reprezentați prin niște bile, iar valențele care îi unesc prin niște tije sau resorturi. Este neîndoielnic că astfel de modele sînt de un deosebit folos pentru a înțelege și chiar pentru a prevedea anumite proprietăți importante ale corpurilor compuse, de exemplu, numărul izomerilor unui corp de compoziție dată sau prezența sau absența proprietății optice numită „putere rotatorie". Stereochimia, care a folosit din plin aceste modele macroscopice, adevărate arhitecturi moleculare, a cunoscut mari succese.

Astfel, reprezentarea realității atomice și moleculare prin modele spațiale corpusculare a devenit familiară omului de știință și chiar nespecialistului.

Chiar prea familiară!. Căci ne-am obișnuit în felul acesta să identificăm electronii, atomii și moleculele cu modelele macroscopice prin care le reprezentăm, și să ne închipuim că aceste elemente submicroscopice, a căror realitate fizică este certă, se comportă ca și obiectele la scara noastră. Așa cum vom vedea mai departe, există aici o extrapolare nejustificată din partea noastră, care a fost la originea unor dificultăți grave de înțelegere.

II.

STRUCTURA INTERNĂ A ATOMILOR

La începutul acestui secol, despre atomi nu se cunoșteau decît dimensiunile, de ordinul a 10^{-8} cm $= 1$ Å. Sarcina fizicienilor secolului al XX-lea a fost să încerce să exploreze structura lor internă. Rezultatele obținute în această direcție au arătat că nu mai este justificat numele care li se dăduse și care în grecește înseamnă „indivizibil". Fiecare atom, al unei specii chimice date, are o structură complexă. El se compune în principal, dintr-un nucleu central, încărcat cu electricitate pozitivă și conținînd în mod practic toată masa atomului, fiind înconjurat de electroni negativi la fel ca aceia care se manifestă în radiațiile catodice și în radiațiile β și pentru care cunoaștem sarcina e și masa m_0. Dimensiunile nucleelor atomice sînt extrem de mici în raport cu diametrul atomului, de ordinul a 10^{-13} cm. Diametrul nucleului fiecărui atom este deci de un ordin de mărime de 100 000 de ori mai mic decît acela al atomului însuși. Aceasta înseamnă deci că volumul nucleului este de 10^{15} ori mai mic decît acela al atomului, și că între nucleu și electronii care îl înconjură se află mai ales „vid". Cum a ajuns fizicianul la această concepție a „atomului nuclear"?.

La originea acestui „model atomic" al lui Rutherford se află în primul rînd niște experiențe făcute către 1910, sub îndrumarea fizicianului britanic Ernest Rutherford în celebrul laborator Cavendish la Cambridge.

El a avut ideea să folosească radiațiile α ale corpurilor radioactive drept proiectile pentru a sonda consistența materiei. Pentru aceasta, a izolat prin diafragme potrivite din plumb un fascicul de radiații α, pe care l-a dirijat perpendicular pe o foaie metalică subțire. Fiecare radiație α este un ion de heliu dublu încărcat H^{++1},

[1] Un ion este un atom încărcat, cation cînd sarcina sa este pozitivă (Na^+, + Ca^{++}...), anion cînd este negativă (Cl^- Br^- ...).

expulzat de atomul radioactiv cu o energie cinetică considerabilă care face din el un proiectil penetrant.

Rutherford şi elevii săi aveau să constate că cea mai mare parte a radiaţiilor α trece prin foaia de metal ca şi cum aceasta ar fi o „strecurătoare" în care secţiunea „găurilor" ar depăşi cu mult secţiunea părţilor pline. Altfel spus, în această experienţă totul se petrece ca şi cum materia, chiar în stare solidă şi compactă, ar fi în principal constituită din „vid". Cu toate acestea, un mic număr de proiectile (numărul lor depinde evident de grosimea foii metalice) este puternic deviat, unele dintre ele întorcîndu-se chiar din drum, ca şi cînd ar fi ricoşat pe un obstacol dur, în felul mingilor elastice pe un perete. Interpretarea pe care Rutherford a dat-o acestor rezultate este următoarea: volumul interior al unui atom este într-adevăr în cea mai mare parte constituit din vid. Cei mai mulţi ioni de He^{++} trec prin atomi fără să fie deviaţi din drumul lor. Fără îndoială li se poate întîmpla să întîlnească uneori un electron din norul electronic al atomului, dar masa acestui electron este atît de mică în raport cu aceea a proiectilului, iar energia care îl leagă de nucleu atît de mică în raport cu energia cinetică a particulei α, încît acest electron este smuls din atom fără ca proiectilul α să fie în mod sensibil deviat din drumul său. Dacă, în schimb, particula α trece pe lîngă un nucleu a cărui masă şi sarcină pozitivă sînt mult superioare faţă de ale sale, proiectilul este respins de către acesta şi puternic deviat. Dacă, în particular, un proiectil loveşte un nucleu atomic în plin, acesta, avînd o masă mare în raport cu aceea a proiectilului, poate suferi, datorită şocului, un uşor recul în interiorul foii de metal, făcînd să sară proiectilul înapoi. Un foarte mic număr de particule α ies astfel prin faţa de intrare, după ce au suferit deviaţii considerabile.

Un studiu cantitativ al acestei „împrăştieri de particule α" de către materie i-a permis lui Rutherford să calculeze diametrul nucleului ato-

mic şi mărimea sarcinii sale pozitive pentru diferitele metale folosite ca ţinte. Pentru diametru, valorile obţinute sînt, după cum am spus deja, de ordinul sutei de miimi din însuşi diametrul atomului. Cît despre rezultatele obţinute pentru sarcina nucleelor diferiţilor atomi folosiţi drept ţinte, putem spune că ele s-au dovedit extrem de interesante: sarcina nucleară pentru un element dat este egală cu Ze, e fiind egal, în valoare absolută, cu sarcina electronului, iar Z fiind identic cu numărul de ordine al elementului în tabelul periodic al lui Mendeleev. De la un element la altul din acest tabel, sarcina nucleului creşte deci cu $+e$, cu atomul de electricitate şi cum orice substanţă în stare normală este neutră, sîntem conduşi să admitem că, în fiecare atom, nucleul de sarcină $+Ze$ este înconjurat de Z electroni negativi, care formează „învelişul său electronic".

Se pune atunci întrebarea: cum sînt aşezaţi aceşti electroni şi care sînt forţele care îi leagă de nucleu? La a doua dintre aceste întrebări, răspunsul este uşor: nucleul fiind încărcat pozitiv, iar sarcina electronilor fiind negativă, forţele de atracţie electrostatice dintre sarcini de sensuri contrare sînt fără îndoială acelea care leagă electronii de nucleu. Aceşti electroni sînt nemişcaţi sau descriu şi ei în jurul nucleului traiectorii analoge cu acelea ale planetelor în jurul soarelui? Vom răspunde mai tîrziu. Caracterul de periodicitate al tabelului lui Mendeleev sugerează că pe măsură ce se înaintează în acest tabel, de la element la element, electronii se aşază în „pături" succesive, pături care se pot deosebi fie printr-un şir de numere $n = 1, 2, 3$ etc., fie printr-un şir de litere, prima pătură interioară fiind pătura K ($n = 1$) înconjurată de păturile $L(n = 2)$. $M(n = 3)$, $N(n = 4)$ şi aşa mai departe. Să adăugăm că numărul de electroni capabili să ocupe fiecare dintre aceste pături este dat de o regulă descoperită de Pauli, numită „principiul de excluziune", după care numărul maxim de electroni într-o pătură de ordinul n este egal cu $2 \cdot n^2$. Astfel, pătura K, cea mai interioară, pentru care

$n = 1$, nu poate conține decît doi electroni, pătura următoare L, unde $n = 2$, poate să conțină 8, pătura M, unde $n = 3$, poate să conțină 18 și așa mai departe. Acesta este principiul care condiționează ceea ce am putea numi „arhitectura materiei" din care este alcătuit universul.

Problema cunoașterii structurii interne a atomilor se împarte deci în mod clar în două probleme distincte: cunoașterea structurii nucleului și cunoașterea structurii „învelișului electronic" care îl înconjură pe acesta și care face din atom un edificiu neutru. În ceea ce privește prima dintre aceste probleme, să menționăm aici foarte pe scurt că începînd din 1933, anul descoperirii neutronului, știm că: nucleele atomice sînt formate din îngrămădiri de protoni, care sînt nuclee de atomi de hidrogen cu sarcina $+e$, și de neutroni, particule neutre avînd o masă foarte apropiată de aceea a protonilor. Cunoaștem încă foarte puțin natura „forțelor nucleare" care asigură coeziunea nucleelor.

Nucleul unui element de masă atomică A, în general un număr întreg în sistemul convențional $C = 12$ (carbon) și de sarcină nucleară $+Ze$, este format din Z protoni și $A - Z$ neutroni. Astfel, de exemplu, nucleul de heliu He^{++} (particula α) este format din 2 protoni ($Z = 2$) și 2 neutroni ($A = 4$). Proprietățile chimice ale unui element depind exclusiv de numărul Z al protonilor conținuți în nucleul său. Se întîmplă ca acest număr de protoni să se poată asocia cu un număr variabil de neutroni, pentru a forma nuclee stabile. Elementul chimic respectiv este atunci format din mai mulți „izotopi", iar masa atomică în acest caz este în general fracționară. Este cazul elementului Cl, de masă atomică $A = 35{,}5$, format dintr-un amestec de doi izotopi în proporții diferite: $A_1 = 35$ și $A_2 = 37$, ale căror nuclee au același număr de protoni ($Z = 17$), asociați în primul caz cu 18, în al doilea cu 20 de neutroni.

Fizicienii au învăţat să analizeze diferiţii izotopi cuprinşi într-un element. Ei au decelat uneori unii foarte rari cum este cazul azotului şi al oxigenului şi au reuşit chiar să-i separe unii de alţii. Să amintim aici două exemple care au căpătat o importanţă care depăşeşte categoric cadrul ştiinţei.

— Cazul hidrogenului: nucleul de hidrogen normal de masă atomică $A = 1$, este format dintr-un singur proton. Dar în 1932, fizicianul american Urey a descoperit un izotop al acestui element numit „hidrogen greu“ sau „deuteriu“, al cărui nucleu numit „deuton“ este format dintr-un proton şi un neutron şi a cărui masă atomică este dublul aceleia a hidrogenului uşor. Hidrogenul terestru conţine o proporţie de 0,02% de deuteriu şi se ştie cum să se extragă „apa grea“ din apa obişnuită.

Se cunoaşte un al treilea izotop al hidrogenului, tritiul al cărui nucleu este compus dintr-un proton şi doi neutroni. El nu se află în natură, dar poate fi preparat în mod artificial. Nucleul său este instabil, el fiind un element radioactiv artificial. Deuteriul şi tritiul sînt folosiţi la producerea bombei cu hidrogen, bazată pe reacţia termonucleară de fuziune[1]:

$2{}^{2}_{1}\mathrm{H} \rightarrow {}^{4}_{2}\mathrm{He}$ reacţie care degajă multă energie[2].

În numeroase laboratoare se caută actualmente să se „domesticească“ această reacţie de fuziune, adică să fie transformată într-o reacţie lentă şi controlabilă pentru a face din ea o sursă de energie paşnică. Eforturile n-au izbutit încă, dar noi trebuie să sperăm că vor izbuti şi vor permite să se dea stocurilor de bombe cu hidrogen un scop care să nu fie inuman.

---

[1] Să amintim că în simbolul unui element chimic indicele de jos îl reprezintă pe Z, numărul de protoni care determină caracterul chimic al elementului, iar indicele de sus masa atomică, A. Numărul de neutroni intranucleari este egal cu $A - Z$.

[2] De fapt, reacţia de fuziune este mai complexă, aici fiind mult schematizată.

— Un al doilea caz binecunoscut este acela al elementului uraniu ($Z = 92$) care are doi izotopi $^{238}_{92}U$ și $^{235}_{92}U$, radioactivi și unul și celălalt dar de durată de viață diferită. Cea mai mare parte a zăcămintelor terestre îi conține în proporțiile următoare:

$$^{238}U - 99{,}3\%, \qquad ^{235}U - 0{,}7\%.$$

Se știe cum să se îmbogățească uraniul în izotopul 235, dar prețul de cost al acestei operații este ridicat. Ea este însă indispensabilă, fie pentru fabricarea bombei *A*, fie pentru prepararea combustibilului anumitor reactori generatori de energie nucleară.

Rămîn încă multe de făcut pentru a limpezi problema structurii nucleelor atomice.

Studiul celeilalte probleme, aceea a cunoașterii proprietăților învelișului electronic care înconjură nucleul atomic este, în schimb mult mai avansat datorită a două domenii de cercetare:

— *chimia* (proprietățile chimice ale unui element, semnul și mărimea valenței sale în speță, sînt proprietăți ale învelișului său electronic);

— *spectroscopia*, știință care s-a dezvoltat în mod considerabil începînd de la mijlocul secolului al XIX-lea și care a dus, în pragul secolului nostru, la nașterea teoriei cuantelor.

Despre spectroscopie vom avea de vorbit aici îndelung. Ea poate fi definită ca știința care studiază compoziția spectrală a luminii emise de sursele luminoase. Are drept scop să descompună o lumină compusă în elementele sale simple, numite radiații monocromatice. Prima experiență de „analiză spectrală" a fost făcută de Newton, care a lăsat să cadă un fascicul de lumină solară pe o prismă triunghiulară de sticlă și a constatat că, în refracția sa prin prismă, fasciculul de lumină albă era descompus în culori ca acelea care se observă în curcubeu. Aceste culori se succed în ordinea: roșu, portocaliu, galben, verde, albastru, violet, razele roșii fiind cel mai puțin deviate de

prismă, iar razele violete cel mai mult deviate. Această descompunere se datorează faptului că radiațiile de diferite culori care compun lumina albă sînt refractate inegal de către prismă, iar această inegalitate la rîndul ei, se datorează faptului că indicele de refracție al sticlei variază de la o culoare la alta. Acest fenomen se numește „dispersia" luminii.

Prisma dispersează deci radiațiile. Ea separă unele de celelalte radiațiile simple, conținute în lumina albă complexă. Pentru a obține un „spectru pur", trebuie să se procedeze metodic și să se construiască un *spectroscop*, aparat format din trei părți: un colimator, un element dispersor (constituit dintr-una sau mai multe prisme) și o lunetă. Colimatorul este un tub avînd la una din extremitățile sale o fantă foarte îngustă între două margini metalice paralele și apropiate, iar la cealaltă extremitate o lentilă, fanta fiind situată în planul focal al acesteia. Se poate așeza sursa luminoasă direct pe fantă, dar, pentru a evita încălzirea acesteia, este mai bine să se proiecteze pe fantă, cu o lentilă auxiliară, o imagine a sursei. Fanta izolează astfel drept obiect luminos o bandă foarte îngustă. Lumina ieșită din această fantă îngustă pătrunde în colimator și este făcută paralelă de către lentila acestuia. Fasciculul de raze paralele traversează apoi prisma sau prismele și este făcut convergent de către obiectivul lunetei, în al cărei plan focal se formează „spectrul" constituit din atîtea imagini ale fantei cîte radiații diferite sînt în lumina de analizat. Și acesta este spectrul pe care observatorul îl privește prin ocularul lunetei.

Înlocuind luneta printr-un aparat fotografic reglat pe infinit, se transformă „spectroscopul" în „spectrograf" și se obține un spectru pe placa fotografică. Această transformare are avantajul că extinde domeniul spectral analizabil la radiațiile invizibile, adică acelea care nu impresionează ochiul nostru. În felul acesta pot fi decelate, dincolo de violet, radiațiile *ultraviolete* care impresionează plăcile fotografice și, dincoace de roșu,

radiațiile *infraroșii*, cu ajutorul unor plăci speciale sensibilizate pentru infraroșii. Pentru explorarea ultravioletului, sticla prismei este înlocuită cu cuarț sau fluorină. Pentru explorarea infraroșului se taie prisme din monocristale de sare gemă sau clorură de potasiu.

În spectroscoapele și spectrografele moderne se înlocuiesc din ce în ce mai mult prismele a căror dispersie se datorează inegalei *refracții* pentru diferitele radiații prin rețele de *difracție*. O „rețea" se realizează trasînd cu ajutorul unui vîrf de diamant condus de un șurub micrometric pe o suprafață, cel mai adesea metalică, un mare număr de dîre rectilinii și paralele, foarte fine și foarte dese. Se ajunge astfel să se traseze pînă la 500 de dîre echidistante pe milimetru. O astfel de rețea, ca și o prismă, dispersează o lumină compusă în elementele sale simple, dar, de data aceasta, radiațiile roșii sînt cele mai deviate, iar radiațiile violete cele mai puțin deviate.

Nu putem dezvolta aici teoria rețelelor, ale căror proprietăți de a dispersa sînt bazate pe fenomenul de „difracție" a luminii.

Cititorul poate să-și dea seama de proprietățile unei rețele dacă are un disc microsion. Este de ajuns, ca, noaptea, să privească prin reflexie pe planul discului lumina unei surse luminoase aproape punctuală (stea strălucitoare sau bec îndepărtat). Direcția fasciculului luminos incident va trebui să fie razantă, adică aproape tangentă la planul discului. În punctul de ciocnire a luminii pe disc, dîrele vor trebui orientate perpendicular pe planul de incidență, iar pentru a găsi spectrul (fig. 3) ochiul va trebui să se deplaseze în acest plan.

După aceste cîteva indicații sumare, putem să vorbim despre rezultatele obținute prin analiză spectrală. Dar, mai înainte, trebuie să precizăm cum caracterizează un fizician o „radiație monocromatică".

Problema naturii luminii o vom discuta îndelung mai departe. Pentru moment, ajunge să știm că lumina este un fenomen vibratoriu, adică

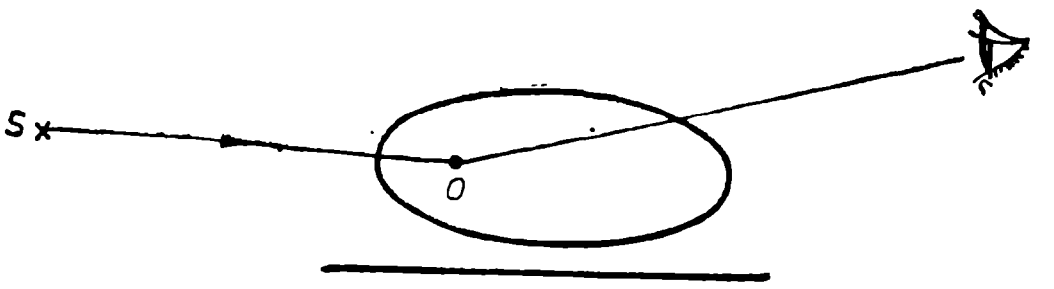


Fig. 3

un fenomen care, în sursa luminoasă, se produce identic cu el însuși de un mare număr de ori, după un timp T, întotdeauna același, numit „perioadă". Inversul perioadei, frecvența $\nu = \frac{1}{T}$, reprezintă numărul de vibrații pe unitatea de timp. În sfîrșit, dacă plecînd de la sursă vibrația se propagă în spațiu, se formează unde, analoge valurilor care se succed la intervale regulate în spațiu. Acest interval spațial între două creste succesive ale undei se numește lungime de undă λ. Această lungime este egală cu produsul dintre viteza de propagare (vom desemna prin litera c pe aceea a luminii în vid) și perioadă:

$$\lambda = cT = \frac{c}{\upsilon}.$$

Uneori este folositor să ne referim la o altă mărime, care este inversa lungimii de undă

$$\sigma = \frac{1}{\lambda} = \frac{\upsilon}{c};$$

această mărime se numește „numărul de undă", ea reprezentînd numărul de lungimi de undă, λ, pe unitatea de lungime. Dacă se adoptă centimetrul ca unitate de lungime, σ se va exprima în cm^{-1} (centimetri la „minus unu").

Orice radiație monocromatică poate fi astfel caracterizată prin valoarea numerică a uneia dintre aceste patru mărimi T, ν λ, sau σ. Este o chestiune de comoditate pe care dintre ele să o alegem.

Mărimile T și ν, care caracterizează vibrația sursei luminoase, au fără îndoială un caracter mai fundamental decît celelalte, a căror definiție

face să intervină viteza de propagare, care poate diferi de la un mediu la altul (într-un mediu cu indicele n această viteză este egală cu $V = \frac{c}{n}$). Pentru a se evita această ambiguitate, se convine să se indice întotdeauna valorile lui λ și σ pentru vid, care are indicele $n = 1$.

Mărimile accesibile experienței, acelea pe care fizicianul știe să le măsoare, sînt λ și σ. El deduce de aici valorile pentru T și ν cu ajutorul formulelor de mai sus. Să spunem, de asemenea, că λ și σ se exprimă, în unitățile uzuale, prin numere ușor de mînuit, în timp ce, pentru radiațiile vizibile, numerele ν, frecvențele, sînt extraordinar de mari (de ordinul a 10^{14} vibrații pe secundă) iar perioadele T uimitor de scurte.

Iată-ne acum înarmați pentru a aborda subiectul nostru: rezultatele analizei spectrale. Aspectul spectrelor diferitelor surse luminoase a permis ca acestea să fie clasificate în mai multe categorii, și, în primul rînd, în „spectre continue" și „spectre discontinue".

Un spectru continuu se observă analizînd la spectroscop lumina unui corp incandescent, de exemplu lumina care iese prin gura unui cuptor. Radiațiile se succed în spectru fără întrerupere. Avem deci de-a face cu un șir continuu — și prin aceasta infinit — de radiații corespunzînd unui șir continuu de lungimi de undă. Dacă, în schimb, se examinează la spectroscop spectrul unei descărcări electrice într-un gaz sau în vapori, se constată că acest spectru are un aspect discontinuu. Se disting în el regiuni luminoase alternînd cu regiuni întunecate. Aici se impune o nouă subdiviziune. În anumite cazuri se observă linii foarte fine pe un fond negru (de exemplu, spectrul unui tub cu neon), în altele, regiunile luminoase au forma unor benzi largi, care, totuși, la o dispersie foarte puternică, se descompun într-o mulțime de linii fine. Astăzi se știe că spectrele de linii sînt emise de atomi izolați (ar trebui să spunem de

molecule monoatomice), în timp ce spectrele de benzi sînt emise de molecule cuprinzînd doi sau mai mulți atomi (de exemplu, spectrul moleculei de azot observat în spectrele fulgerelor sau ale scînteilor electrice în aerul atmosferic).

Interesul acestor spectre discontinue constă în aceea că ele caracterizează exact elementul chimic prezent în sursa luminoasă care le emite. Spectroscopia poate astfel să servească tehnica de identificare a elementelor chimice. Ea a devenit astfel un puternic auxiliar al analizei chimice. Anumite elemente, cum sînt metalele alcaline rubidiu și cesiu, care scăpaseră perspicacității chimiștilor, au fost descoperite prin analiză spectrală. Tot astfel, heliul, înainte de a fi fost găsit pe pămînt, a fost descoperit cu ocazia unei eclipse solare, în spectrul de linii strălucitoare al cromosferei care înconjură soarele (de unde numele care i s-a dat).

În schimb, spectrul continuu al luminii care scapă dintr-un cuptor nu depinde deloc de materialele incandescente care formează peretele interior al cuptorului. El are un caracter universal.

Ne rămîne de menționat un tip de spectre care se numesc „spectre de absorbție" și care se obțin folosind o sursă de spectru continuu, dar interpunînd un gaz, vapori, un lichid sau un solid în calea dîrei luminoase: de exemplu, un tub umplut cu vapori de iod, sau o soluție de sulfat de cupru, sau o sticlă colorată. Se constată atunci că anumite radiații lipsesc din spectrul transmis. Ele au fost absorbite de corpul interpus. În cazul substanțelor solide sau lichide, regiunile absorbite ale spectrului formează în general zone largi cu margini nedistincte; în cazul gazelor și vaporilor, se observă în spectru linii negre fine sau benzi care se descompun în linii. Această absorbție, cînd are loc în vizibil, explică culoarea corpurilor, culoare care este aceea a radiațiilor transmise, neabsorbite.

Cea mai mare parte a substanțelor care sînt perfect transparente în vizibil și, prin urmare,

incolore, posedă regiuni de absorbţie în afara spectrului vizibil. Astfel, azotul şi oxigenul devin absorbante în ultraviolet, iar vaporii de apă şi gazul carbonic au benzi de absorbţie intense în infraroşu. Deoarece lungimile de undă ale regiunilor de absorbţie sînt caracteristice pentru elementul chimic al corpului absorbant, spectrele de absorbţie folosesc, de asemenea, foarte mult la identificarea corpurilor absorbante.

Printre spectrele de absorbţie, trebuie să trecem spectrul luminii solare, căci, dacă se examinează acest spectru sub dispersie puternică, se constată că este brăzdat de un mare număr de linii negre. Despre formarea acestui spectru se poate da următoarea explicaţie.

Partea centrală a soarelui, corespunzînd discului său, este formată dintr-un fluid incandescent la temperatură foarte înaltă şi sub presiune ridicată. Lumina emisă de această „fotosferă" care formează un spectru continuu traversează atmosfera solară (numită „cromosferă") înainte de a ajunge la noi, atmosferă care, dată fiind temperatura înaltă a soarelui, conţine multe elemente chimice în stare de vapori monoatomici care pot fi identificaţi prin liniile lor de absorbţie: sodiu, potasiu, magneziu, calciu, fier etc.

Spectrele stelelor seamănă cu spectrul solar. Cu ajutorul analizei spectrelor corpurilor cereşti, astrofizica poate să ne informeze asupra compoziţiei chimice a astrelor şi asupra condiţiilor de temperatură şi de presiune care există pe suprafaţa lor.

În cele ce urmează, ne vom interesa mai ales de spectrele atomice, spectre de linii, dintre care unele sînt de structură foarte complexă şi conţin numeroase constelaţii de linii, iar altele, ca spectrele atomului de hidrogen şi ale atomilor alcalini (elemente din prima coloană a tabelului lui Mendeleev), se disting printr-o simplitate deosebită datorată faptului că elementele care le emit nu conţin decît un singur electron în pătura lor exterioară.

Mult timp fizicianul s-a aflat în fața acestor diferite spectre ca și egiptologul în fața hieroglifelor. El a trebuit să se mulțumească să culeagă date fără să știe să le interpreteze. Dar, ca și egiptologul, a reușit în cele din urmă să descopere cheia care i-a permis să interpreteze acest „limbaj" al atomilor, începînd cu atomul de hidrogen. Spectrul de linii al acestui atom se observă făcînd o descărcare într-un tub de sticlă care conține hidrogen pur la presiune slabă și analizînd la spectroscop lumina roz emisă de acest tub. În vizibil spectrul se compune numai din trei linii, o linie roșie numită H_α, o linie albastru-verzuie, H_β și o linie violetă, H_γ, dar folosirea de plăci fotografice arată că acest spectru se prelungește în ultraviolet prin linii numeroase, din ce în ce mai dese care formează o „serie spectrală" regulată, terminîndu-se către lungimea de undă λ_0 de 3 645 Å. Lungimile de undă ale acestor linii au fost măsurate cu precizie încă din secolul trecut, iar mai mulți fizicieni au bănuit că acest șir regulat de numere ascundea o lege aritmetică simplă.

Povestea descoperirii acestei legi merită să fie relatată. În 1885, Hagenbach, profesor de fizică la universitatea din Basel, a comunicat valorile numerice ale lungimilor de undă ale liniilor H_α, H_β, H_γ etc., lui Jean-Jacques Balmer, un modest institutor care preda matematica la o școală elementară superioară din Basel. Balmer, care avea atunci șaizeci de ani și se apropia de pensie a rezolvat enigma prin următoarea formulă:

$$\lambda = 3\,645{,}6\,\frac{m^2}{m^2-2^2}\ \text{Å}.$$

Dacă în această formulă se dau lui m valorile succesive ale numerelor întregi 3, 4, 5 etc., se regăsesc prin calcul lungimile de undă ale liniilor H_α, H_β, H_γ, și ale tuturor liniilor seriei care cuprinde un număr infinit; se obține, pentru $m = \infty$ limita $\lambda_0 = 3\,645{,}6$ Å. Această serie se numește acum „seria Balmer". Dealtfel, avem

obiceiul să scriem formula lui Balmer introducînd numărul de undă $\sigma = \frac{1}{\lambda}$. Ea capătă forma:

$$\sigma = R_H \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2} \right);$$

numărul R, numit constanta lui Rydberg, avînd drept valoare numerică

$$R_H = 109\,678 \text{ cm}^{-1},$$

iar limita seriei lui Balmer situîndu-se la numărul de undă:

$$\sigma_0 = \frac{R_H}{4} = 27\,419 \text{ cm}^{-1}.$$

Examinarea formulei lui Balmer sub această formă sugerează următoarea generalizare:

$$\sigma = R_H \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right),$$

numărul întreg n (mai mic decît m, pentru a se obține un σ pozitiv) putînd lua valorile $n = 1$, $n = 3$, etc. și dînd naștere altor serii spectrale ale atomului de hidrogen.

Pentru $n = 1$, se găsește limita:

$$\sigma_0 = R_H, \text{ de unde } \lambda_0 = \frac{1}{\tau_0} = 911{,}7 \text{ Å}$$

situată departe în ultraviolet. Lăsîndu-se inspirat de această formulă și analizînd partea ultravioletă a spectrului unui tub cu hidrogen, fizicianul american Lyman avea într-adevăr să găsească o nouă serie de linii, numită de atunci „seria lui Lyman", ale căror numere de undă sînt date exact de formula de mai sus și a cărei primă linie, numită Lyman α ($n = 1$, $m = 2$), este situată exact în locul prevăzut de formulă: $\lambda = 1\,215{,}7$ Å.

Trebuia, prin urmare să se găsească și seriile corespunzătoare pentru $n = 3$, $n = 4$ etc., serii prevăzute și descoperite în infraroșu. Seria $n = 3$ poartă numele de „seria lui Paschen", după fizicianul german care a decelat prezența sa în spectru.

Prin formula extrem de simplă:

$$\sigma_{nm} = R_H \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right)$$

se poate deci reprezenta ansamblul de numere de undă ale tuturor liniilor spectrale emise de atomul de hidrogen, al căror număr este în mod teoretic infinit.

Putem observa că formula de mai sus se prezintă sub forma:

$$\sigma_{nm} = T_n - T_m$$

adică drept o diferență dintre doi termeni de aceeași formă, fiecare dependent de un număr întreg $T_n = \frac{R_H}{n^2}$. Acești termeni se numesc „termeni spectrali".

După atomul de hidrogen, format numai din două particule, un proton pozitiv și un electron negativ și al cărui spectru are o structură deosebit de simplă, atomii alcalini sînt aceia care dau spectre cu structurile cele mai simple.

Fără a le analiza în amănunt, să spunem că liniile lor pot fi clasificate în mai multe serii de structură, este adevărat, mai complexă decît în cazul hidrogenului și că se poate încerca să se reprezinte numerele de undă ale șirului de linii ale unei serii prin formule analoge formulei lui Balmer. Se constată că aceeași constantă R a lui Rydberg, joacă, de asemenea, un rol în aceste formule și că, așa cum a recunoscut fizicianul elvețian Ritz, este întotdeauna posibil să se exprime numărul de undă al unei linii spectrale ca o diferență de doi termeni spectrali,

$$\sigma_{nm} = T_n - T_m$$

termeni de aceeași formă depinzînd de numere întregi așa cum am văzut. Astfel încît cunoașterea simplei multiplicități a „termenilor spectrali" ai unui atom permite să se calculeze dubla multiplicitate, σ_{nm}, a numerelor de undă ale tuturor liniilor spectrale caracteristice acestui element.

Descoperirea formulei lui Balmer, care arată importanța numărului R al lui Rydberg și care pune în evidență rolul numerelor întregi în expresia termenilor spectrali, este un pas important în rezolvarea enigmei spectrelor. Dar, pentru a ajunge la o adevărată teorie a spectrelor și pentru a înțelege semnificația fizică a termenilor spectrali pentru atom, era necesară o lungă așteptare. Pasul următor a fost făcut în 1913 de către un tînăr fizician danez, Niels Bohr, care a introdus în structura atomică ideea de cuantă. Dar, pentru a înțelege opera sa, este necesar să spunem un cuvînt despre teoria cuantelor, copil al secolului al XX-lea.

Într-adevăr, data sa de naștere este 14 decembrie 1900, zi în care Max Planck a reușit să explice repartiția de energie între diferitele lungimi de undă ale spectrului „corpului negru". El făcea ipoteza că schimbul dintre energia luminoasă și materie nu putea să se facă într-un mod continuu, ci numai prin „pachete" de valoare mică, dar finită $\varepsilon = h\nu$. În această formulă, ν este frecvența radiației și h o constantă numerică universală, numită astăzi „constanta lui Planck", care are dimensiunile fizice ale unei „acțiuni", adică ale unei energii multiplicate cu un timp (după părerea mea, ar fi mai corect să se spună că h este o energie pe interval de frecvență). Valoarea sa numerică este:

$$h = 6{,}62 \text{ ergi} \times \text{s sau erg/s}^{-1}.$$

Ce este „corpul negru"? Se definește astfel un corp care este capabil să absoarbă integral radiația luminoasă care cade pe el. Cel mai bun mod de a-l realiza constă în a scobi o incintă într-un material refractar, a acoperi peretele acestei incinte cu negru de fum și a nu o lăsa să comunice cu exteriorul decît printr-un mic orificiu (fig. 4).

Cînd se trimite într-o astfel de incintă un fascicul luminos prin orificiu, nu iese din ea decît o fracțiune infimă de energie incidentă, încît o astfel de incintă răspunde într-adevăr denumirii de „corp negru", adică de corp care absoarbe

Fig. 4

integral lumina care cade pe el. Această incintă, încălzită, devine incandescentă și emite prin orificiu o lumină care are o intensitate și o repartiție spectrală care depind numai de temperatura T a incintei și nicidecum de natura pereților săi. Un cuptor incandescent emițînd lumină printr-o mică deschidere răspunde în mod practic acestei definiții a „corpului negru".

Numeroasele măsurători făcute între anii 1890 și 1900 au arătat că intensitatea totală a radiației astfel emise crește cu temperatura, cu puterea a patra a temperaturii absolute T și că repartiția spectrală a acestei lumini, analizate la spectroscop, se dovedește a fi, de asemenea, o funcție universală de temperatura absolută. În timp ce se continuau experiențe din ce în ce mai precise, Planck s-a consacrat căutării formei acestei curbe de repartiție spectrală. El a arătat că rezultatele experimentale nu se puteau explica decît introducînd ipoteza că schimbul dintre energia luminoasă și materie nu poate să se facă în mod continuu, ci numai prin pachete discontinue de energie proporționale cu frecvența luminoasă ν, constanta de proporționalitate fiind renumita constantă h căreia el i-a indicat valoarea numerică.

În 1905 Einstein a făcut un pas în plus, arătînd că efectul fotoelectric, descoperit în 1888 de Hertz, nu poate fi înțeles nici el decît dacă se admite că lumina care îl produce este formată din cuantele discontinue de energie ale lui Planck.

Trebuie să spunem aici cîteva cuvinte despre acest efect fotoelectric. Cînd luminăm cu lumină ultravioletă o placă metalică legată de un electroscop încărcat, se constată că electroscopul se descarcă dacă sarcina sa este de semn negativ. Descărcarea nu are loc dacă sarcina este de semn

pozitiv. Aşezînd foaia metalică în vid, se poate arăta că luminînd-o, facem să iasă din ea electroni — particule negative care ne sînt acum binecunoscute. Numărul de electroni emişi depinde de intensitatea fluxului luminos incident. Dar energia lor cinetică $E_{cin} = \frac{1}{2} m_0 v^2$, care este măsurabilă, nu depinde deloc de ea. Energia lor cinetică depinde numai de compoziţia spectrală a luminii care luminează placa. Einstein a arătat că atunci cînd această lumină este monocromatică (atunci cînd nu conţine decît o radiaţie de frecvenţă unică, ν), energia cinetică a electronilor emişi este dată de formula simplă, $E_{cin} = h\nu - W$, W avînd o valoare constantă pentru un metal dat, dar variind de la un metal la altul.

Se regăseşte astfel misterioasa constantă h. Studiul experimental al energiei cinetice a electronilor emişi de acelaşi metal, făcută pentru diferite radiaţii monocromatice, a permis lui Millikan să verifice formula lui Einstein şi să arate că valoarea numerică a constantei h era identică cu aceea a lui Planck.

Dar aici apariţia cuantelor, „atomi de energie luminoasă“, este mult mai directă. Interpretarea formulei de mai sus este într-adevăr simplă: lumina cedează electronului pachetul de energie $h\nu$. Pentru a părăsi metalul, electronul trebuie să străbată o „barieră de potenţial“, să efectueze în contra acesteia un „lucru de ieşire“ din metal W. Diferenţa $h\nu - W$ îi rămîne sub formă de energie cinetică. Efectul fotoelectric nu se poate produce, adică electronii nu pot ieşi din metal, decît dacă $h\nu > W$. Există deci pentru fiecare metal o frecvenţă „prag al efectului fotoelectric“, situată în ultraviolet pentru cea mai mare parte a metalelor, dar şi în domeniul vizibil pentru metalele alcaline sau în infraroşul apropiat pentru cesiu, cel mai greu dintre ele.

În timp ce Planck se mulţumise să afirme structura discontinuă a energiei luminoase în momentul

schimbului de energie între lumină și materie, Einstein a susținut un punct de vedere mai radical. El considera că energia luminoasă care se propagă în spațiu trebuia să aibă ca însăși o structură discontinuă, să fie formată din granule de energie $E = h\nu$. Fizicianul s-a obișnuit să numească aceste granule „fotoni", fiecare avînd o masă

$$m_0 = \frac{E}{c^2} = \frac{h\upsilon}{c^2}$$

și un „impuls" sau „cantitate de mișcare"

$$\vec{P} = \overrightarrow{m_0 c} = \frac{h\upsilon}{c} = h\sigma.$$

O descoperire importantă în domeniul radiațiilor X, făcută de fizicianul american Compton în 1923, dar pe care nu o vom descrie aici, avea să aducă ipotezei lui Einstein o confirmare experimentală remarcabilă.

După aceste preliminarii asupra teoriei cuantelor de lumină, iată-ne în măsură să înțelegem aportul tînărului fizician danez Niels Bohr la fizica atomică. După ce și-a încheiat la Copenhaga lucrul la teza de doctorat, el a avut ocazia să petreacă un timp în laboratorul lui Rutherford la Cambridge, unde s-a familiarizat cu ideea „atomului nuclear", adică a atomului format dintr-un nucleu central de sarcină pozitivă, Ze, conținînd în mod practic toată masa atomului (pe care o vom desemna acum prin M) și înconjurat de un înveliș de Z electroni negativi. Întors la Copenhaga, el a reflectat la această problemă, începînd cu studiul cazului cel mai simplu, acela al atomului de hidrogen, al cărui nucleu de de masă M_H poartă sarcina $+e$ și este înconjurat de un singur electron de masă m și de sarcina $-e$. Știind că forța de atracție electrostatică dintre nucleu și electron variază cu inversul pătratului distanței — adică urmînd aceeași lege ca și forța de gravitație newtoniană — el a admis că elec-

tronul trebuia să se învîrtească pe o orbită în jurul nucleului, exact așa cum o planetă se învîrtește în jurul Soarelui și nu a avut decît să transpună la această mișcare legile pe care Kepler le stabilise pentru mișcarea planetelor. El a admis, în particular, că orbita descrisă de electron în jurul nucleului era eliptică și că nucleul se găsea într-unul din focarele elipsei; dar la început s-a mulțumit să studieze cazul cel mai simplu, acela al unei orbite circulare. Un calcul simplu arată că energia reciprocă a celor două particule (proton și electron) pentru o orbită circulară de rază r este dată de formula[1]

$$E = -\frac{1}{2}\frac{e^2}{r},$$

convenind să luăm egală cu zero energia care corespunde separării celor două particule ($r = \infty$), adică ionizării atomului de hidrogen.

Dar aici se oprea analogia cu mișcarea planetelor. Pentru a introduce teoria cuantelor în interiorul atomului, trebuia să se introducă o relație nouă care să exprime o discontinuitate. Bohr a făcut ipoteza că raza orbitei circulare nu putea să varieze în mod continuu, că din contra, trebuia să se aleagă un șir discontinuu de orbite ale căror raze r erau fixate printr-o condiție în care trebuia să intervină cuanta h a lui Planck. El a stabilit că „momentul cinetic" al electronului pe orbita sa trebuia să fie un număr multiplu întreg de $\frac{h}{2\pi}$. Dacă desemnăm prin C acest moment cinetic, condiția lui Bohr se scrie:

$$C = n\frac{h}{2\pi} = n\hbar, \quad n \text{ fiind un număr întreg.}$$

Unitatea cuantică $\frac{h}{2\pi}$ intervine atît de des în fizica atomică încît fizicianul o desemnează prin simbolul $\hbar$ (se pronunță „h barat").

[1] În această formulă și în următoarele, sarcina e este exprimată în unități electrostatice. Unitatea electrostatică valorează 10 coulombi împărțiți la c, viteza luminii exprimată în cm/s.

Ce este un moment cinetic? Să considerăm orbita circulară de rază r a electronului (fig. 5).

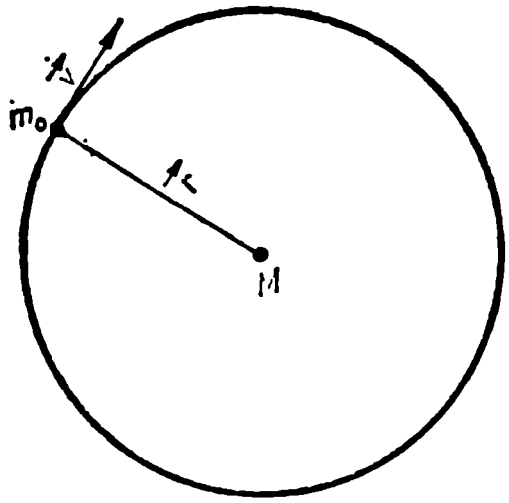


Fig. 5

Vectorul viteză $\vec{v}$ a electronului este tangent la cercul orbitei. Înmulțind acest vector cu masa m_0 a electronului obținem o mărime vectorială $\vec{P} = m_0\vec{v}$ numită „cantitate de mișcare". Această mărime a fost introdusă în mecanică de către Newton. Ea joacă aici un rol important căci este o mărime care, ca și energia, se conservă. Făcînd produsul vectorial dintre $\vec{P} = m\vec{v}$ și raza $\vec{r}$ a orbitei (considerată ca vector) se obține vectorul moment cinetic $\vec{C}$, care se reprezintă în mod convențional printr-o săgeată perpendiculară pe planul orbitei și de lungime

$$\vec{C} = m_0 \vec{V} \cdot \vec{r}$$

al cărei sens este dat de regula burghiului (învîrtind burghiul în sensul de rotație al electronului, el pătrunde în sensul vectorului $\vec{C}$. În realitate, acest vector moment cinetic este, așa cum vom vedea mai departe, un vector axial).

După această definiție indispensabilă, să ne întoarcem la condiția lui Bohr. Atunci cînd în 1913, a pus această condiție, $C = n\hbar$, el nu putea să dea nici o justificare. Singura justificare — a posteriori — este că se poate regăsi astfel, așa

cum vom vedea valoarea numerică a constantei lui Rydberg.

De abia cu vreo zece ani mai tîrziu, Louis de Broglie avea să arate că condiția lui Bohr este o consecință „firească" a naturii ondulatorii a electronului.

Admițînd condiția lui Bohr, se calculează ușor raza orbitelor circulare selecționate de către ea:

$$r_n = n^2 r_1 = n^2 \cdot \frac{\hbar^2}{m_0 e^2}$$

r_1 fiind raza orbitei celei mai interioare. Raza r_1 a celei mai apropiate orbite de nucleu, care se numește orbita fundamentală, este dată de:

$$r_1 = \frac{\hbar^2}{m_0 e^2}$$

și este deci calculabilă în funcție de constanta lui Planck, de masa m_0 și de sarcina electronului e. Bohr a găsit: $r_1 = 0{,}53$Å, ceea ce dă atomului de hidrogen, în starea sa fundamentală, un diametru:

$$D = 2r_1 = 1{,}06\text{Å},$$

rezultat aflat într-o bună concordanță cu cunoștințele despre diametrele atomice din acea epocă (1913).

Se vede că razele acestor orbite circulare variază ca și pătratele numerelor întregi n. Energia corespunzătoare fiecăreia dintre aceste orbite se deduce așadar ușor din formula $E = -\frac{1}{2}\frac{e^2}{r}$ și este:

$$E_n = -\frac{1}{2}\frac{m_0 e^4}{\hbar^2} \cdot \frac{1}{n^2}.$$

Fiecare dintre aceste valori ale energiei, pentru un număr întreg, n, dat, definește un „nivel de energie al atomului". Nivelul cel mai de jos, numit nivel fundamental, este dat pentru $n = 1$. Prin valorile succesive $n = 1, 2, 3$ etc., pînă la

$n = \infty$, se definește o scară a nivelelor de energie ale atomului reprezentată în fig. 6.

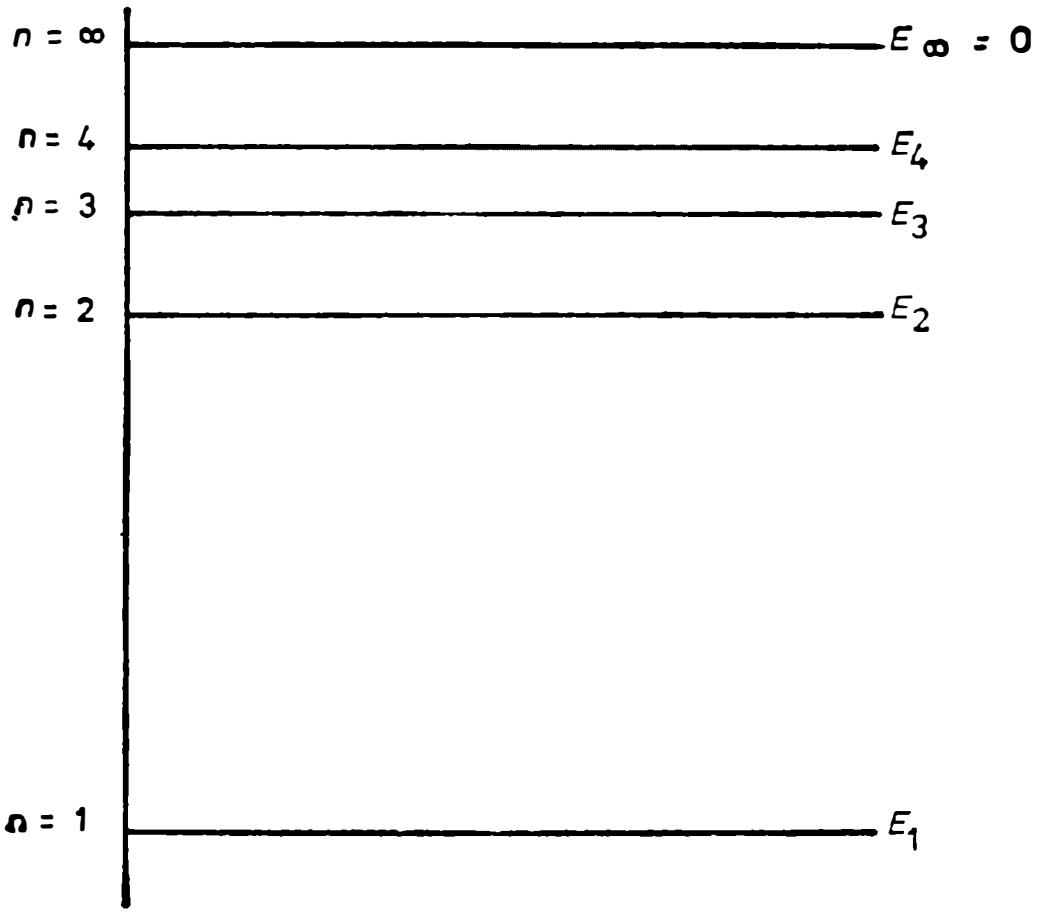


Fig. 6

În timp ce, pentru valorile crescătoare ale lui n, orbitele succesive, r_n, merg depărtîndu-se către exterior, nivelele de energie corespunzătoare merg apropiindu-se pentru a ajunge, pentru $n = \infty$, la un nivel limită corespunzînd energiei de ionizare a atomului, adică desprinderii electronului.

Fizicienii atomiști exprimă energiile atomice într-o unitate mai puțin ortodoxă (făcînd parte dintr-un sistem rațional de unități), dar foarte practică, care este electron-voltul. Acesta este energia care trebuie dată unui electron de sarcină e pentru a-l face să străbată diferența de potențial de 1 volt. Menționăm doar că:

1 electron-volt $= 1{,}6022 \cdot 10^{-12}$ergi $= 1{,}6022 \cdot 10^{-19}$ jouli.

Poate fi util să comparăm această unitate cu energia unei cuante de lumină $E = h\nu = hc\sigma =$

$= \frac{hc}{\lambda}$. Fotonii cu număr de undă $\sigma = 8066\ cm^{-1}$ sau cu lungime de undă $\lambda = 1{,}24$ microni, în infraroşul apropiat, sînt aceia care posedă energia de 1 electron-volt. Energia de ionizare a atomului de hidrogen pentru nivelul fundamental $n = 1$ corespunde la 13,7 electron-volţi (prescurtat eV).

Deci trebuie să stabilim acum, împreună cu Bohr, corespondenţa dintre nivelele discontinue de energie, E_n, ale atomului de hidrogen , şi spectrul luminos emis de acest atom. Cînd atomul emite lumină, el cedează energie luminoasă mediului ambiant. Emisia unei linii spectrale de frecvenţă ν trebuie deci să corespundă trecerii atomului de la un nivel de energie superior (caracterizat prin numărul întreg n) la un nivel de energie inferior (caracterizat prin numărul întreg m), trecere indicată pe figură printr-o săgeată descendentă (fig. 7), adică printr-un salt al electronului de pe

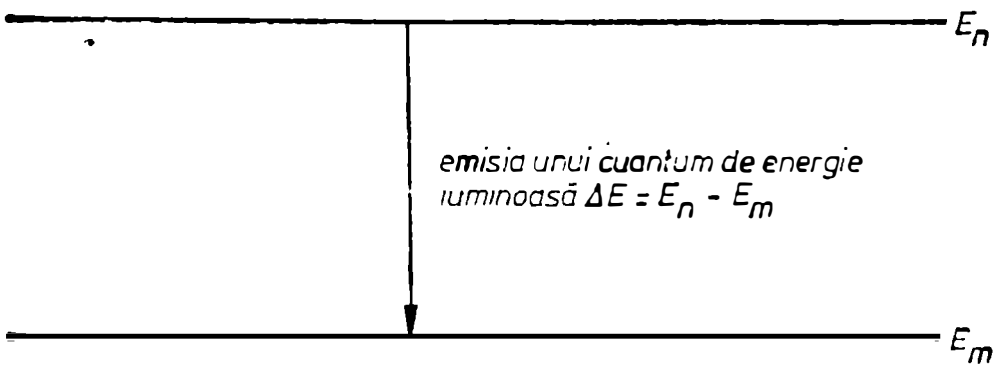


Fig. 7

o orbită exterioară către o orbită interioară. Un astfel de proces poartă numele de „salt cuantic". Energia care este astfel pusă în libertate este egală cu diferenţa $E_n - E_m$ şi trebuie să se manifeste sub forma energiei $h\nu$ a fotonului emis:

$$h\nu = E_n - E_m.$$

Iată deci unde intervine, pentru a doua oară, în atom, constanta h a lui Planck, iar această

formulă s-ar putea numi a doua condiție a lui Bohr. De fapt, ea nu este decît o transpunere în atom, ținînd seama de conservarea energiei în procesul de emisie a luminii, a relației lui Planck-Einstein $E = h\nu$.

În locul frecvenței ν putem introduce în formula precedentă numărul de undă σ a radiației emise, $\sigma = \frac{\upsilon}{c}$, și putem să înlocuim E_n și E_m prin valorile lor. Obținem atunci relația:

$$\sigma = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{m_0 e^4}{c\hbar^3} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right),$$

pe care o mai putem scrie:

$$\sigma = 2\pi^2 \frac{m_0 e^4}{ch^3} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right).$$

Iată ceva care seamănă ciudat de mult cu formula lui Balmer generalizată și care sugerează identificarea termenilor spectrali cu expresia:

$$T_n = \frac{2\pi^2 m_0 e^4}{ch^3} \cdot \frac{1}{n^2} = \frac{R}{n^2}.$$

Numărul lui Rydberg se identifică cu expresia:

$$R = \frac{2\pi^2 m_0 e^4}{ch^3}.$$

În 1913 Bohr dispunea, de toate valorile numerice care intervin în această formulă:

c viteza luminii în vid,
m_0 masa electronului,
e sarcina electronului în unități electrostatice,
h constanta lui Planck.

Putea deci să-l calculeze pe R. A găsit:

$$R = 1{,}097 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$$

Identitatea cu valoarea experimentală este neîndoielnică, dar precizia acestui calcul, la acea epocă, era mult inferioară preciziei determinării experimentale a lui R plecîndu-se de la măsurarea lungimilor de undă ale liniilor spectrale ale hidrogenului.

Acest frumos succes justifică deci întru totul postulatul lui Bohr, după care momentul cinetic al unei orbite atomice este egal cu un multiplu întreg de $\hbar = \frac{h}{2\pi}$, unitatea cuantică a momentului cinetic.

În acest stadiu, Bohr a trebuit totuşi să reia calculul orbitelor atomului de hidrogen şi să-i aducă o mică corecţie pe care o neglijase într-un prim calcul. Într-adevăr, admisese că electronul se roteşte în jurul nucleului imobil, dar în realitate, amîndouă particulele se rotesc în jurul centrului lor de greutate comun. Corecţia pentru a ţine seama de „antrenarea nucleului" este mică, deoarece masa protonului este de 1 840 de ori mai mare decît aceea a electronului:

$$\varepsilon = \frac{m_0}{M_H} = \frac{1}{1840}$$

şi centrul de greutate al celor două particule este foarte apropiat de centrul protonului. Ţinînd seama totuşi de această corecţie, Bohr arăta că aceasta schimbă puţin valoarea lui R în:

$$R_H = \frac{R\infty}{1+\varepsilon} \text{ sau de fapt } R\infty\,(1-\varepsilon)$$

numind $R\infty$ mărimea $\frac{2\pi^2 m_0 e^4}{ch^3}$

Acelaşi factor $(1-\varepsilon)$ se găseşte în mod evident în expresiile numerelor de undă σ ale tuturor liniilor, care devin:

$$\sigma_{mn} = R\infty\,(1-\varepsilon)\left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right)$$

Corecţia este mică, dar ea a căpătat o mare importanţă, căci a permis fizicianului american Urey să descopere, în 1932, hidrogenul greu sau deuteriul, a cărui masă atomică M_D este dublul aceleia a hidrogenului: $M_D = 2M_H$. Pentru acest izotop avem deci:

$$\varepsilon' = \frac{m_0}{M_D} = \frac{\varepsilon}{2} \text{ şi } R_D = R\infty\left(1 - \frac{\varepsilon}{2}\right)$$

Locul liniilor deuteriului în spectru este dat de:

$$\sigma'_{mn} = R\infty \left(1 - \frac{\varepsilon}{2}\right)\left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right),$$

de unde $\frac{\sigma'_{mn} - \sigma_{mn}}{\sigma_{mn}} = \frac{\varepsilon}{2} = \frac{1}{3\,680}$, sau încă

$$\frac{\lambda_{mn} - \lambda'_{mn}}{\lambda_{mn}} = \frac{1}{3\,680}$$

λ fiind lungimea de undă a liniei hidrogenului normal şi λ' aceea a liniei deuteriului.

Liniile deuteriului se află deci foarte apropiate de liniile hidrogenului normal, în partea lungimilor de undă scurte.

Or, Urey examinînd de aproape linia roşie Hα a hidrogenului, situată în roşu la lungimea de undă $\lambda = 6\,563$Å, constatase că ea era întovărăşită în spre violet de un satelit de intensitate foarte slabă, la aproximativ 2Å distanţă de linia principală. Supunînd hidrogenul lichid la o distilare fracţionată, el a reuşit să intensifice acest satelit în spectrul reziduurilor de distilare. Procedeele de separare puse la punct de atunci permit să se separe complet deuteriul de hidrogen şi să fie preparat în stare pură[1]. Aplicată la atomul de hidrogen, teoria lui Bohr ne-a arătat că este posibil să se determine nivelele de energie ale atomului, plecînd de la studiul spectrului, adică de la măsurarea lungimilor de undă λ ale liniilor sale spectrale şi deci de la cunoaşterea numerelor de undă $\sigma = \frac{1}{\lambda}$. Această metodă a putut fi generalizată la toţi ceilalţi atomi. Numărul de undă al unei linii

[1] El este principalul component al bombelor cu hidrogen fabricate actualmente în Statele Unite în ritmul de trei bombe pe zi, fiecare destul de puternică pentru a şterge de pe harta globului o aglomerare de 10 milioane de locuitori cum ar fi cea pariziană. Probabil că Uniunea Sovietică fabrică aceste bombe în acelaşi ritm pentru a asigura echilibrul de forţă. Dacă omenirea reuşeşte să evite apocalipsul nuclear, aceste stocuri de deuteriu vor deveni fără îndoială una dintre sursele principale de energie de care generaţiile viitoare vor avea o imperioasă nevoie. Vom reveni mai tîrziu asupra acestei probleme.

se prezintă întotdeauna sub forma unei diferențe între doi „termeni spectrali“,

$$\sigma_{mn} = T_n - T_m;$$

iar valoarea unui termen, T_n, este legată de valoarea nivelului de energie corespunzător prin relația:

$$E_n = - h c T_n$$

Explorînd spectrele diferitelor elemente chimice, se poate astfel determina scara de energie a fiecărui element. Acest studiu este foarte avansat la ora actuală, dar nu este încă încheiat. După ce s-a studiat spectrul unui atom neutru cu număr atomic Z, al cărui nucleu are sarcina pozitivă $+Ze$ și este înconjurat de Z electroni, se poate desprinde unul dintre electroni și să se transforme atomul într-un cation monovalent neavînd mai mult de $Z - 1$ electroni. Acest ion are un spectru nou diferit de acela al atomului neutru. Se pot desprinde astfel succesiv unul cîte unul electronii care înconjură nucleul, iar ionii succesivi, de sarcină pozitivă crescătoare, au fiecare un spectru caracteristic. Procedîndu-se astfel cu suta de elemente chimice — naturale și artificiale — cunoscute actualmente, se pot forma în jur de 5000 de ioni diferiți avînd fiecare spectrul său caracteristic. O lucrare de perspectivă pentru numeroase generații de spectroscopiști!

Studiul liniilor spectrale cu spectroscoape cu putere mare de rezoluție a arătat că multe dintre aceste linii au o structură complexă și sînt formate din componente cu numere de undă puțin diferite. Această „structură fină“ a liniilor este legată evident de structura complexă a nivelelor de energie. Pentru a se interpreta această structură, a trebuit să se intervină cu cel puțin două numere cuantice întregi, numărul n, care determină în mod esențial poziția E_n, a unui nivel de energie și care este numit „număr cuantic principal“, și numărul întreg l, numit „număr cuantic azimutal“ l care determină momentul cinetic al orbitei

$C = l\hbar$. Pentru orbite necirculare, aceste numere sînt diferite.

Atunci cînd se aşază o sursă luminoasă în „întrefierul " unui electromagnet puternic, liniile spectrale emise sînt descompuse în mai multe componente, numite „componente Zeeman", fenomen descoperit de fizicianul olandez Zeeman în 1896. Acest fenomen se datorează, cel puţin în parte, faptului că o orbită electronică, echivalentă cu o mică buclă de curent electric, are — aşa cum Ampère o prevăzuse încă din 1820 — un moment magnetic egal cu:

$$\mu = l\mu_B,$$

$\mu_B = \hbar \cdot \frac{e}{2m_0}$ fiind o unitate cuantică de moment numită „magnetonul lui Bohr".

Studiul structurii fine a spectrelor a arătat, de asemenea, că era necesar să se introducă, în anumite cazuri, pentru a înţelege ceea ce se întîmplă, numere cuantice semiîntregi. Acest fapt a dat de gîndit mult timp spectroscopiştilor pînă cînd în 1925 fizicienii olandezi Uhlenbeck şi Goudsmit au arătat că electronul, caracterizat pînă atunci ca o particulă încărcată, de sarcină $-e$ şi de masă m_0, are un moment cinetic propriu egal cu $\frac{1}{2}\hbar$, căruia îi este asociat un moment magnetic egal cu magnetonul lui Bohr, μ_B. Această dublă proprietate poartă numele de „spinul electronului". Electronul este deci o particulă încărcată care seamănă cu o minusculă sfîrlează avînd un magnet minuscul.

În sfîrşit, folosirea la analize spectrale a interferometrelor, care dau o rezoluţie foarte puternică, şi îndeosebi a interferometrului Fabry—Pérot, a permis, începînd cu 1925 să se descopere în unele linii o structură complexă foarte compactă, numită „structură hiperfină". Pauli a arătat că această structură trebuie atribuită interacţiunii electronilor cu nucleul şi în special faptului că anumite nuclee atomice au un „spin nuclear", adică un moment cinetic egal cu $i\hbar$, unde numărul i este

întreg sau semiîntreg, şi căruia îi este asociat „un moment magnetic nuclear", de un ordin de mărime de o mie de ori mai mic decît magnetonul lui Bohr. Se obişnuieşte să fie exprimat într-o unitate:

$$\mu_N = \mu_B \frac{m_0}{M_H} = \frac{\mu_B}{1\,840},$$

care poartă numele de „magneton nuclear".

La ora actuală, pentru cea mai mare parte a nucleelor atomice, se cunosc numărul lor de spin, i, şi momentele magnetice care le sînt asociate. Acestea din urmă au şi fost măsurate, adesea cu o foarte mare precizie, datorită tehnicilor de rezonanţă magnetică nucleară dezvoltate începînd din 1938. Nucleele izotopilor aceluiaşi element au dealtfel valori de spin nuclear diferite. Din ansamblul rezultatelor obţinute s-au desprins reguli interesante, pe care ne vom mulţumi să le enunţăm:

1. Cînd un nucleu este format dintr-un număr par de protoni şi dintr-un număr par de neutroni (nuclee zise par-pare), spinul său nuclear este nul: $i = 0$. Este cazul nucleelor elementelor $^{4}_{2}\mathrm{He}$, $^{12}_{6}\mathrm{C}$, $^{16}_{8}\mathrm{O}$ etc.

2. Cînd un nucleu este format dintr-un număr impar de protoni şi dintr-un număr impar de neutroni (nuclee impar-impare), numărul său de spin nuclear i este întreg.

   Aceste nuclee sînt foarte puţin numeroase. Se pot cita:

   deutonul (nuclee de deuteriu), $^{2}_{1}\mathrm{H}$, pentru care $i = 1$;

   izotopul 6 al litiului, $^{6}_{3}\mathrm{Li}$, pentru care $i = 1$;

   — azotul normal, $^{14}_{7}\mathrm{N}$, pentru care $i = 1$.

3. Pentru toate celelalte nuclee (par-impare sau impar-pare) numărul i este semiîntreg.

   a. Exemple de nuclee par-impare:

   — izotopul 3 al heliului $^{3}_{2}\mathrm{He}$, $i = 1/2$;

   — izotopul 201 al mercurului, $^{201}_{80}\mathrm{Hg}$, $i = 3/2$.

b. Exemple de nuclee impar-pare:

— protonul $^{1}_{1}H$ $i = 1/2$;

— izotopul 7 al litiului, $^{7}_{3}Li$, $i = 3/2$

Cea mai mare parte a nucleelor fac parte din această ultimă categorie.

În ceea ce privește valorile momentelor magnetice nucleare, dintre care multe au fost măsurate cu o mare precizie, ne vom mulțumi să dăm aici o singură valoare numerică, aceea a protonului μ_P, a cărui valoare exprimată în magnetoni nucleari este:

$$\mu_P = 2{,}79278 \pm 2\mu_N$$

Aproximația este de 2 unități la ultima cifră, aceea a sutimilor de miimi — ceea ce arată performanța de precizie atinsă de fizica modernă. Valoarea fracționară a acestui număr a fost dealtfel o surpriză, și această valoare rămîne neexplicată.

În acest capitol am aruncat o privire asupra structurii discontinui a materiei și a luminii, structură care se exprimă în limbajul fizicii prin cuvintele: atom, electron, proton, neutron (și unul și celălalt desemnați ca nucleoni), magneton, foton. Vom vedea acum că lumina și materia se pot prezenta sub un aspect fundamental diferit.

III.

NATURA ONDULATORIE A LUMINII ȘI A MATERIEI

Între anii 1923 și 1927 fizica a cunoscut o perioadă de revoluții conceptuale extrem de fecunde care a debutat în 1923 cu nașterea mecanicii ondulatorii datorită lucrărilor lui Louis de Broglie și care a luat sfîrșit în 1927 prin stabilirea de către Werner Heisenberg a „relațiilor de nedeterminare". Dar, înainte de a aborda problema naturii ondulatorii a materiei, trebuie să amintim

mai întîi evoluția istorică a teoriei ondulatorii a luminii.

Prin cele spuse mai înainte, am denaturat istoria atribuind fizicienilor secolului al XX-lea descoperirea materiei corpusculare a luminii prin „cuantele de energie luminoasă" sau „fotonii" introduși în 1900 de Planck și confirmați în 1905 de către Einstein. Căci la drept vorbind ideea de corpusculi luminoși este în sine mai veche, deoarece marele Newton, fondator al legilor mecanicii, concepea lumina ca un flux de corpusculi emiși de către surse de lumină și captați de către receptori, corpusculi care se deplasează de-a lungul traiectoriei radiației luminoase. El explică fenomenul de reflexie prin mișcarea corpusculilor pe suprafața plană a oglinzii. Este adevărat că lui Newton i-a venit greu să explice prin teoria sa un fenomen deosebit pe care îl descoperise, acela al „inelelor lui Newton".

Contemporanul său, Christian Huygens, fizician olandez care trăia la Paris unde în 1690 și-a publicat „Tratatul despre lumină" avea să dea pentru aceleași fenomene o interpretare cu totul diferită. Pentru el lumina era o tremurare produsă în mediul înconjurător de o sursă luminoasă și care, într-un mediu omogen, se propagă prin unde sferice. Se știa deja, pe timpul său, că sunetul se datora unor vibrații, că putea fi produs prin vibrația rapidă a unei corzi întinse, că înălțimea sunetului depindea de numărul de vibrații pe secundă. Se mai știa că aceste vibrații se transmit aerului înconjurător care, datorită elasticității sale, le propagă către urechea ascultătorului.

Teoria ondulatorie a luminii a lui Huygens era deci calchiată, într-un fel, pe cunoștințele pe care fizicienii din vremea sa le aveau deja despre fenomenele sonore. Huygens a reușit astfel să explice prin ipoteza sa reflexia luminii pe o suprafață plană, ca și fenomenul de refracție la trecerea din aer într-un mediu transparent, apă sau sticlă, admițînd că într-un astfel de mediu viteza de

propagare a undelor luminoase este mai mică decît în aer.

Dar Huygens era în imposibilitate de a preciza natura vibrațiilor luminoase și ordinul de mărime al frecvențelor de vibrație. Pentru a explica faptul că lumina se propagă în vid în timp ce sunetul nu se propagă, el admitea existența unui mediu ipotetic elastic și foarte rarefiat pe care l-a numit eter și care după el umplea tot spațiul chiar și pe cel dintre corpurile cerești. Fără îndoială că ar fi fost stingherit să răspundă la următoarea obiecție: cum se face că undele sonore ocolesc obstacolele, în timp ce lumina se propagă în linie dreaptă și nu ocolește? Umbra unui obstacol opac observată pe un ecran are, într-adevăr, margini distincte atunci cînd sursa luminoasă este destul de mică pentru a nu se forma o penumbră. Răspunsul la această întrebare insidioasă îl găsim totuși încă în timpul lui Huygens, într-o operă postumă a unui călugăr italian, Grimaldi, apărută în 1665. Acesta, folosind o sursă luminoasă punctuală și observînd cu atenție pe un ecran umbra unui baston, constată că linia de separare între umbră și lumină nu e atît de distinctă precum pare la prima vedere; că privind-o de foarte aproape se vede că este mărginită de mai multe *franje* alternativ luminoase și întunecate care sînt paralele cu ea și care se numesc „franje de difracție".

Problema naturii luminii avea să lîncezească în tot cursul secolului al XVIII-lea, apoi să cunoască, la începutul secolului al XIX-lea, o bruscă reînnoire. Într-adevăr, în anul 1801 Thomas Young, în Anglia, a făcut cunoscută o experiență memorabilă. El realizase o sursă luminoasă punctuală așezînd în fața unei surse de întindere mare — pe vremea lui nu dispunea decît de o lumînare — o foaie de cositor perforată cu un ac. Dincolo de această foaie de cositor așezase o a doua foaie perforată cu două orificii foarte apropiate. În fine în spatele acestei a doua foi el așezase un ecran alb pe care îl observa cu atenție.

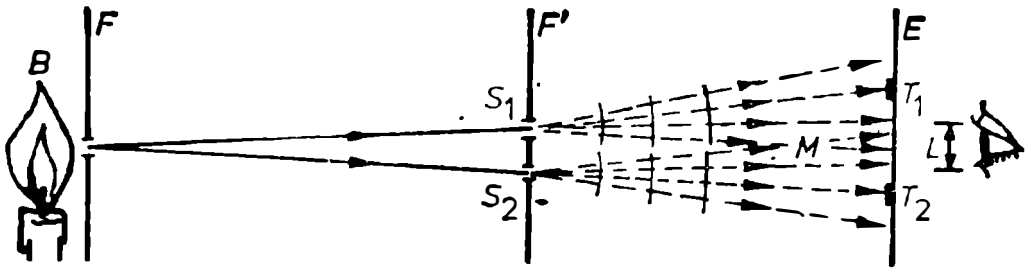


Fig. 8

Schița noastră (fig. 8) arată schema experienței: B este lumînarea, F — prima foaie de cositor perforată de orificiul S, F' — cea de a doua foaie perforată cu cele două orificii foarte apropiate, S_1 și S_2, E — ecranul de observație. Pe această schiță arătăm prin săgeți fasciculele luminoase care, ieșite din S, traversează cele două orificii S_1 și S_2. Dacă lumina s-ar propaga în mod riguros în linie dreaptă, aceste două fascicule ar forma dincolo de foaia F' două conuri de lumină îndepărtate care nu s-ar întîlni niciodată și care ar forma pe ecranul E două pete luminoase distincte T_1 și T_2. În realitate, intervine difracția: după ce au traversat orificiile S_1 și S_2, cele două fascicule se lărgesc, se atenuează și se suprapun în regiunea M a ecranului. Observînd această regiune de suprapunere, Young constată că era brăzdată de franje rectilinii perpendiculare pe planul figurii (adică pe dreapta S_1 S_2). Franja din mijloc este complet albă înconjurată de o parte și de alta de două franje întunecate, iar franjele laterale devin din ce în ce mai colorate, mărginite de roșu în exterior, de violet în interior (în partea franjei centrale). Suprapunerea progresivă a culorilor nu permite să se distingă decît trei sau patru franje de fiecare parte a franjei centrale.

Se poate observa un număr de franje mai mare înlocuind sursa de lumină albă printr-o sursă de lumină monocromatică, de exemplu un bec de gaz în care se pulverizează sare de bucătărie (NaCl). Flacăra este atunci colorată în galben de către linia spectrală caracteristică sodiului[1].

[1] Dacă avem o lampă galbenă cu sodiu — identică cu cele care servesc astăzi la iluminatul șoselelor — această experiență poate fi mult mai spectaculoasă.

Experiența lui Young poate fi făcută mai luminoasă dacă se înlocuiește ecranul opac E cu o sticlă neșlefuită al cărei plan ochiul îl vizează prin spate, printr-o lupă L. Experiența se poate face și mai luminoasă, înlăturînd această sticlă după ce s-a executat punerea la punct pe planul sticlei neșlefuite și privind prin lupă franjele aeriene. Aceste franje ale lui Young, echidistante în lumină monocromatică, poartă numele de „franje de interferență".

Teoria ondulatorie a luminii este aceea care permite ca ele să fie interpretate. După această teorie, o sursă luminoasă execută vibrații care se transmit mediului ambiant și se propagă prin el sub formă de unde sferice.

Să ne amintim definiția unei vibrații: se desemnează prin aceasta o mișcare oscilatorie rapidă, adică o mișcare de du-te vino care se reproduce identic cu ea însăși după un timp, întotdeauna același, numit perioadă T. Exemplul cel mai simplu este mișcarea unui pendul, o bilă suspendată de un fir sau o limbă de pendulă.

Această mișcare se face pe un arc de cerc (fig.9), dar dacă unghiul de elongație α (depărtarea firului sau a axei limbii de pendulă față de verticală) rămîne mic, această mișcare se poate confunda cu o mișcare rectilinie după axa orizontală, Ou,

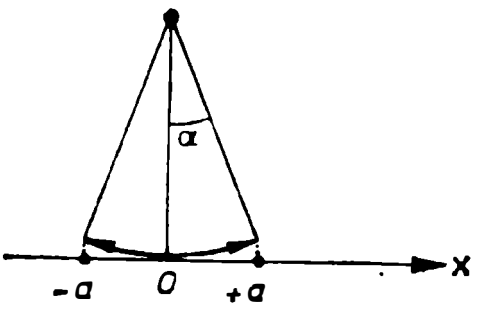


Fig. 9

iar depărtarea u față de poziția de echilibru O (pe care o vom alege ca origine, $u = 0$) se reprezintă în funcție de timpul t, prin relația:

$$u = a \sin (\omega t + \varphi) \text{ sau încă } u = a \sin \left(2\pi \frac{t}{T} + \varphi\right)$$

$\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi\nu$ se numește *pulsația* mișcării și

$$\nu = \frac{1}{T} \text{ } \textit{frecvența} \text{ sa;}$$

a reprezintă *amplitudinea* mișcării vibratorii. Elongația u variază într-adevăr de o parte și de cealaltă a originii O între $+a$ și $-a$. Unghiul φ, care intervine sub forma de sinus, se numește „unghi de fază", sau mai scurt „faza" mișcării. În momentul $t = 0$, pe care îl alegem în mod convențional drept origine a timpului, elongația mișcării este dată de:

$$u_0 = a \sin \varphi.$$

Cunoașterea fazei φ ne permite deci să cunoaștem starea mișcării în momentul $t = 0$. Bineînțeles, dacă avem de-a face cu o mișcare oscilatorie unică, putem să alegem întotdeauna drept origine a timpului momentul în care punctul care vibrează trece prin poziția sa de echilibru O. În acest caz, $\varphi = 0$ și $u_0 = 0$. Dacă însă avem de urmărit studiul simultan al mai multor mișcări oscilatorii, această alegere nu mai este posibilă pentru toate, căci două mișcări oscilatorii pot tocmai să prezinte, una față de cealaltă, *o diferență de fază*. Dacă această diferență de fază este nulă, spunem că cele două mișcări sînt în acord de fază, sau, mai scurt, „în fază", sau sincronizate. Dacă această diferență de fază este $\varphi_1 - \varphi_2 = \pi$, mișcările se numesc „în opoziție de fază" din cauza proprietății funcției sinus: $\sin(\alpha + \pi) = -\sin\alpha$. Aceasta înseamnă că dacă, la un moment dat, una dintre mișcări atinge elongația maximă la dreapta ($u = +a$), cealaltă este la elongația sa maximă în sensul opus ($u = -a$). Aceasta înseamnă, de asemenea, că cele două mobile trec în mod simultan prin poziția de echilibru O, dar în sens invers.

Un alt caz interesant este acela în care diferența de fază între două mișcări vibratorii este egală cu $\frac{\pi}{2}$ sau $\frac{3\pi}{2}$. În acest caz se spune că ele sînt în cuadratură.

Noţiunea de fază este, de asemenea, indispensabilă în cazul unei mişcări vibratorii unice, cînd această mişcare, plecînd de la sursa S, se propagă în spaţiu şi dă naştere unei „unde“ (fig. 10). Să

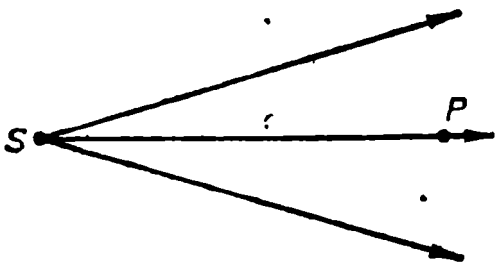


Fig. 10

presupunem, într-adevăr, că mişcarea sursei este reprezentată de ecuaţia $u_S = a \sin \omega t$. Un punct P al spaţiului va reproduce atunci mişcarea sursei, dar, pentru a găsi mişcarea acestui punct, trebuie să ţinem seama de timpul Δt care i-a trebuit acestei mişcări ca să ajungă în punctul P, timp care depinde de viteza de propagare V şi de distanţa r de la punctul P la sursa S. Acest timp este egal cu:

$$\Delta t = \frac{r}{V}.$$

Mişcarea punctului P la momentul t este deci aceea pe care o avea sursa la momentul precedent $t = t - \Delta t$. Ea poate fi reprezentată prin ecuaţia:

$$u_P = a \sin \omega \left(t - \frac{r}{V} \right).$$

Putem spune că mişcarea în P prezintă faţă de mişcarea în S întîrzierea de fază $\varphi = \omega \frac{r}{V}$.

O altă noţiune privind comparaţia dintre două sau mai multe mişcări vibratorii este foarte importantă, aceea de „coerenţă“. Se întîmplă ca o mişcare vibratorie să fie perturbată şi ca faza sa să se schimbe brusc la un moment dat. Avem mo-

tive să credem că, într-o sursă luminoasă, vibrațiile emise de atomi suferă astfel de schimbări de mai multe milioane de ori pe secundă. În două surse luminoase independente, aceste salturi bruște de fază fac ca diferența de fază, $\Delta\varphi$, dintre cele două surse să varieze în mod continuu și într-un fel cu totul neregulat. Astfel de surse de lumină se numesc „incoerente". Este totuși posibil, chiar în optică, să se formeze două surse ale căror vibrații să prezinte una față de cealaltă o diferență de fază $\Delta\varphi$ constantă în timp. Spunem atunci că sursele sînt „coerente". Cum să realizăm această coerență? Este tocmai cazul experienței lui Young.

Trebuie să plecăm de la o sursă unică S și să o „dedublăm". Cele două orificii, S_1 și S_2, luminate de aceeași sursă, S, joacă rolul de „surse secundare". Vibrațiile luminoase pornite din aceste orificii sînt coerente, căci ele provin de la aceiași atomi ai sursei S.

Există numeroase variante ale experienței lui Young care permit să se producă franje de interferență. Dar principiul este întotdeauna același: se pleacă de la o sursă luminoasă unică și i se dedublează lumina într-un fel sau altul (oglinzile și biprismele lui Fresnel, bilentilele lui Billet, „pana de aer", inelele lui Newton etc.), apoi se face să se întîlnească cele două fascicule luminoase separate. În regiunea în care ele se suprapun se pot observa franjele.

Ne rămîne să înțelegem formarea acestora din urmă. O sursă care execută vibrații comunică mișcarea sa mediului ambiant care o propagă cu aceeași viteză în toate direcțiile: acestea sînt „undele sferice" care se succed în mod regulat. Perioada în timp T se transformă în „perioadă în spațiu". Perioada spațială este egală cu produsul dintre perioada T și viteza de propagare V: o numim „lungime de undă" $\lambda: = VT$.

O undă se poate reprezenta printr-o mișcare sinusoidă care se deplasează în spațiu, de-a lun-

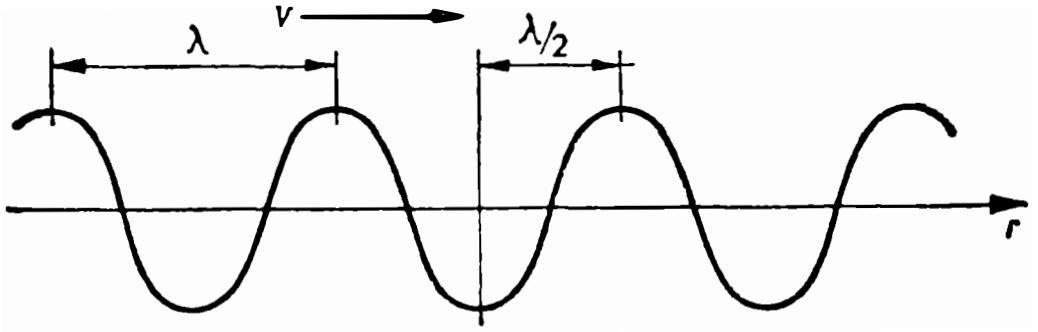


Fig. 11

gul razei r cu o mișcare uniformă, cu viteza V (fig. 11). Sau se mai poate reprezenta prin mișcarea valurilor la suprafața apei unde se succed în mod regulat creste și goluri. λ este distanța între două creste succesive, $\frac{\lambda}{2}$ distanța între o creastă și un gol vecin. Două puncte ale mediului de-a lungul razei r, aflate la o distanță egală cu un multiplu al lui λ ($k\lambda$), execută în fiecare moment mișcări în fază. Din contră, două puncte la distanța $k\lambda + \frac{\lambda}{2}$ execută, în fiecare moment mișcări în opoziție de fază.

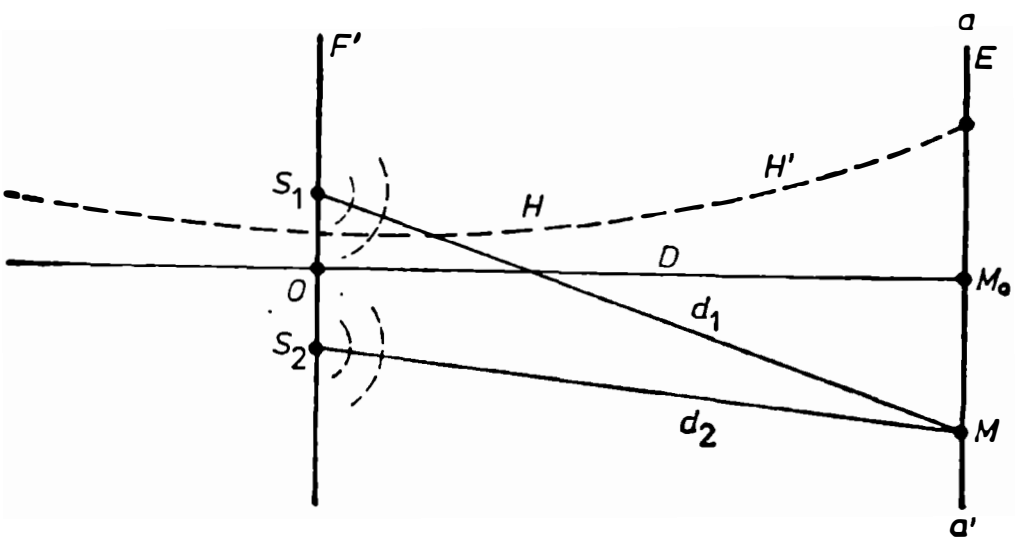


Fig. 12

Să reconsiderăm acum (fig. 12) vibrațiile luminoase ieșite prin cele două orificii, S_1 și S_2, vibrații care, provenind de la aceeași sursă, S, sînt coerente. Dacă cele două orificii S_1 și S_2 sînt la aceeași distanță de sursa primară, S, vibrațiile lor sînt în fază. S_1 și S_2 reprezintă surse sincrone,

fiecare dintre aceste două surse emite spre dreapta unde sferice concentrice care se propagă către ecranul E. În fiecare punct M al ecranului sosesc deci două trenuri de unde, acela provenit de la sursa S_1 și acela provenit de la sursa S_2. Fiecare dintre ele face să vibreze eterul în punctul M, iar cele două vibrații se suprapun. Vibrația care rezultă de aici depinde în primul rînd de diferența de fază a vibrațiilor componente, adică de „diferența de drum" $d_1 - d_2$ plecînd de la cele două surse. Dacă $d_1 - d_2 = k\lambda$, k fiind un număr întreg, cele două elongații se adună, se întăresc și amplitudinea vibrației rezultante va fi egală cu dublul fiecărei amplitudini luate separat. Dacă, din contra pentru un alt punct de observație al ecranului, diferența de drum $d_1 - d_2$ este $k\lambda + \frac{\lambda}{2}$ cele două elongații vor fi în mod constant în opoziție de fază, egale și de semn contrar. Suma lor algebrică va da în fiecare moment o elongație nulă. Aici, suprapunerea celor două vibrații luminoase va da întuneric.

Locul geometric care corespunde unei diferențe de drum date și constante $d_1 - d_2$ este definit de ecuația:

$$\overline{S_1M} - \overline{S_2M} = \text{const.}$$

Această ecuație definește în spațiu o pînză de hiperbolă de revoluție în jurul axei S_1S_2 și avînd drept focare punctele S_1 și S_2. Fiecărei valori întregi a lui k îi corespunde o astfel de pînză, iar ansamblul acestor hiperboloizi formează o rețea de hiperboloizi care se îmbucă unii într-alții și din care face parte, pentru $k = 0$, planul care trece prin mijlocul O al segmentului S_1S_2 și perpendicular pe acest segment.

Am trasat pe figură intersecția uneia dintre aceste pînze cu planul figurii, hiperbola HH', dar ceea ce ne interesează este intersecția acestor pînze cu ecranul E. Reprezentăm acest plan în

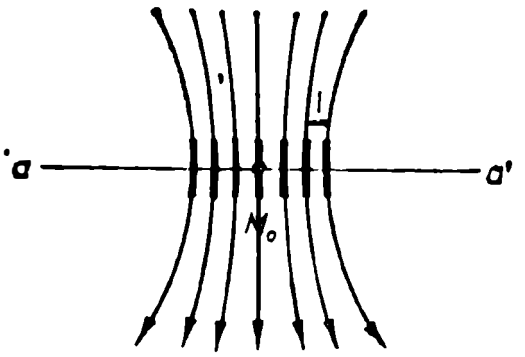


Fig. 13

figura alăturată (fig. 13). Dreapta aa' reprezintă aici intersecția planului ecranului cu planul figurii precedente.

Liniile de intersecție obținute astfel sînt hiperbole puțin curbate și corespund franjelor luminoase observate pe ecran. Franja centrală care trece prin M este o dreaptă ale cărei puncte sînt echidistante față de cele două surse S_1 și S_2. Diferența de drum $d_1 - d_2$ este aici nulă. În vecinătatea axei de simetrie aa', aceste segmente de hiperbolă se pot confunda cu niște segmente de dreaptă. Franjele au în mod practic aspect de drepte echidistante. Echidistanța lor, l, se calculează ușor în funcție de distanța dintre cele două orificii $\xi = S_1S_2$ și de distanța D de la planul ecranului E la planul F' a foii perforate cu cele două orificii. Pentru această echidistanță a franjelor se găsește valoarea:

$$l = \lambda \cdot \frac{D}{\xi},$$

λ fiind lungimea de undă folosită. Se vede că distanța dintre franje, l, este proporțională cu lungimea de undă λ. Se poate spune că această experiență permite să se amplifice lungimea de undă cu factorul $\frac{D}{\xi}$.

Dacă, de exemplu, cele două orificii, S_1 și S_2, sînt perforate în foia de cositor la o distanță între ele de $\xi = 1$ mm și dacă distanța dintre ecranul de observație și această foaie este $D = 1$ m, avem:

$$l = 1000\lambda.$$

În lumină monocromatică roșie, se constată că, în aceste condiții, distanța dintre franje este de ordinul a 0,7 mm. Se trage concluzia că lungimea de undă a radiațiilor roșii este de ordinul a $\frac{0{,}7\text{mm}}{1000} =$ $= 0{,}7$ microni.

Înlocuind lumina roșie cu lumină violetă, se obțin franje mai apropiate: $l = 0{,}4$ mm; deci, pentru radiațiile violete λ este de ordinul a 0,4 microni.

În lumină albă, care este o suprapunere de diferite culori, numai franja centrală este albă, căci în planul de simetrie centrală, avem $k = 0$ pentru toate lungimile de undă. Franjele laterale apar colorate și sfîrșesc prin a se amesteca ca urmare a suprapunerii franjelor de diferite culori.

Observarea franjelor de interferență de către Thomas Young a adus dovada naturii ondulatorii a luminii și a dat fizicienilor primele informații asupra ordinului de mărime al lungimilor de undă luminoase care, pentru radiații care impresionează ochiul nostru, sînt cuprinse între 0,4 și 0,7 microni. Radiațiile cu lungime de undă mai mică decît $0{,}4\mu$ sînt numite „ultraviolete". Ele impresionează plăcile fotografice și pot fi, de asemenea, decelate, prin efectul foto-electric de către „celule" bazate pe acest efect. Radiațiile de lungime de undă mai mare decît $0{,}7\ \mu$ sînt numite „infraroșii". Ele pot fi puse în evidență prin încălzirea pe care o produc atunci cînd cad pe un termometru acoperit în exterior cu negru de fum.

Fizicienii secolului al XX-lea au reușit să măsoare cu o precizie din ce în ce mai mare viteza de propagare a luminii, al cărei ordin de mărime fusese deja evaluat în secolul al XVIII-lea de către astronomul danez Olaüs Römer, măsurînd în anotimpuri diferite momentele de acoperire a sateliților lui Jupiter de către planetă. Valoarea sa în vid diferă puțin de:

$$c = 3 \cdot 10^{10}\ \text{cm/s} = 300\,000\ \text{km/s}.$$

Valoarea sa exactă cunoscută actualmente cu precizie este

$$c = 299\,792\,458 \text{ m/s}.$$

Cunoscînd lungimile de undă λ ale radiațiilor luminoase putem să ne facem astfel o părere despre perioada lor T, deoarece $\lambda = cT$, și despre frecvența lor ν, adică despre numărul de vibrații în unitatea de timp. Să luăm, de exemplu, lumina galbenă a sodiului pentru care avem practic $\lambda = 0{,}6$ microni. Avem:

$$\nu = \frac{1}{T} = \frac{c}{\lambda} = \frac{3 \cdot 10^{10} \text{ cm/s}}{0{,}6 \cdot 10^{7} \text{ cm}} = 5 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}.$$

Într-o sursă de lumină galbenă, numărul de vibrații este deci de $5 \cdot 10^{14}$ pe secundă.

Pentru a ne face o părere despre acest număr, să considerăm un balansier care bate secunda ($T = 1$s) și să ne întrebăm cît timp ar trebui el să se miște pentru a executa tot atîtea oscilații ca și sursa de lumină galbenă într-o secundă. Găsim un timp care depășește 10 000 de milenii.

Experiențele lui Young au fost reluate de tînărul inginer de poduri și șosele, Augustin Fresnel, care, în 1815, la vîrsta de douăzeci și șapte de ani, a căzut în dizgrație deoarece îl combătuse pe Napoleon la întoarcerea de pe insula Elba, și a profitat de răgazul său forțat pentru a începe cercetări de optică pe care le-a continuat pînă la moartea sa prematură (a fost răpus de tuberculoză la vîrsta de treizeci și nouă de ani). În cursul acestor doisprezece ani de trudă a avut timpul să realizeze o operă considerabilă, arătînd că teoria ondulatorie a luminii permite să se explice în toate amănuntele lor franjele de interferență și de difracție. El a reușit să apropie pe fizicienii din vremea sa, încă foarte șovăielnici, de teoria ondulatorie a luminii. A rămas celebră o ședință a Academiei de științe din această epocă. Poisson i-a făcut lui Fresnel observația că, dacă se examina umbra formată în spatele unei mici sfere opace

luminată de o sursă punctuală S, trebuia să se vadă în spatele obstacolului, pe axa SC, în mijlocul

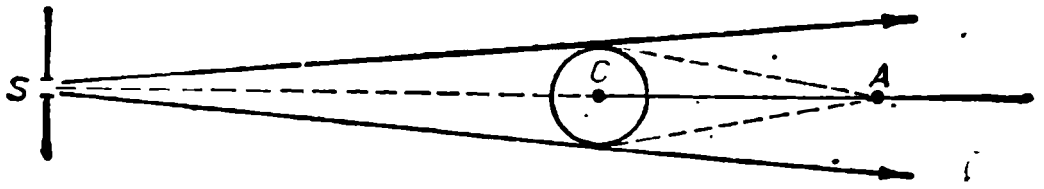


Fig. 14

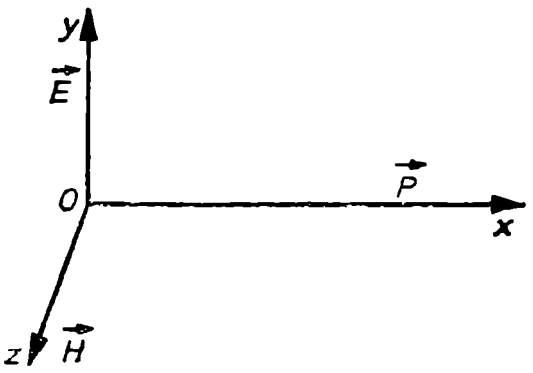
umbrei, un punct A luminos (fig. 14). Într-adevăr undele luminoase provenite de la S și care înconjurau marginile sferei trebuiau să ajungă toate în A în fază și deci să se intensifice, deoarece toate aveau de parcurs, din motive de simetrie, aceeași distanță de la S la A. Fresnel, surprins, nu știa ce să răspundă. El s-a întors acasă, a făcut experiența și a găsit zona luminoasă în mijlocul umbrei.

Puteți repeta ușor această experiență cu o foaie de aluminiu în care s-a perforat cu un ac un orificiu care, așezat în dreptul unui bec, vă va procura sursa punctuală S și cu o mică bilă de rulment suspendată de un fir cu puțin lipici. Puteți observa astfel zilnic un fenomen frumos de difracție care vă dă dovada naturii ondulatorii a luminii. Priviți noaptea printr-o perdea de muselină cu ochiurile încrucișate o sursă luminoasă îndepărtată de dimensiuni unghiulare mici. Veți vedea o figură colorată în formă de cruce. Învîrtind pînza în planul său veți face să se învîrtească axele acestei cruci. În această experiență, fiecare gaură dintre firele care se încrucișează joacă rolul unei mici surse, S. Vibrațiile luminoase coerente între ele sînt acelea care, venind din aceste mulțimi de mici fante, pătrund în ochiul dumneavoastră, și, interferînd pe retină, produc figura de interferență în formă de cruce.

Fresnel a adus o altă contribuție importantă la teoria luminii. În 1809, Etienne Malus, examinînd lumina reflectată de geamurile palatului Luxemburg, a descoperit polarizarea luminii prin

reflexie, iar Arago a arătat identitatea acestei lumini polarizate cu aceea obținută prin dubla refracție a luminii care a traversat un cristal de spat de Islanda. Fresnel, reluînd o sugestie de a lui Thomas Young, a arătat că toate particularitățile luminii polarizate și ale opticii cristalelor își găseau explicația în presupunerea că vibrația luminoasă era transversală, adică perpendiculară pe direcția de propagare (sau pe raza luminoasă), în timp ce vibrația sonoră în aer este longitudinală, adică paralelă cu direcția de propagare a undei sonore. Această concluzie a lui Fresnel a întîlnit multă împotrivire printre contemporanii săi, căci trebuia să i se atribuie eterului proprietăți contradictorii dacă se admitea că vibrațiile sale erau de natură mecanică, adică legate de o mișcare de du-te vino a particulelor de eter. Căci, pe de o parte, eterul trebuia să fie un mediu extrem de fin și rarefiat, pătrunzînd în toate interstițiile corpurilor transparente și, pe de alta, dacă trebuia să fie incapabil să transmită vibrații longitudinale, trebuia să fie un mediu incompresibil și extrem de rigid! Această dificultate nu a fost depășită decît în 1865 de către scoțianul James Clerk Maxwell care a arătat că vibrația luminoasă nu este de natură mecanică, ci de natură electromagnetică. Plecînd de la legile electromagnetismului, stabilite de către Ampère și Faraday, Maxwell a reușit să dovedească că dacă, cu ajutorul unor curenți alternativi, se produc în spațiu cîmpuri electrice și magnetice alternative (funcții sinusoidale de timp $E = E_0 \sin \omega t$ și $H = H \sin \omega t$), aceste cîmpuri se propagă în spațiu sub formă de undă și că viteza de propagare a unei astfel de „unde electromagnetice“ trebuie să fie egală cu aceea a luminii. El a ajuns să precizeze structura acestei unde și să arate că cei doi vectori, $\vec{E}$ și $\vec{H}$, sînt transversali, adică perpendiculari pe direcția de propagare, pe care o putem reprezenta prin vectorul $\vec{P}$.

Cei trei vectori, $\vec{P}$, $\vec{E}$ și $\vec{H}$, formează în spațiu un triedru trirectangular (fig. 15), triedru orientat după cum o indică figura (vectorul cîmp magnetic $\vec{H}$ ieșind din planul figurii). Un astfel de triedru se numește triedru stîng sau triedru sinistrorsum.



Fig, 15

El este caracterizat prin faptul că, dacă se înfige un burghiu în sensul de propagare (vectorul $\vec{P}$ sau Ox), această unealtă trebuie întoarsă cu un unghi de 90° pentru a trece de la vectorul $\vec{E}$ (axa Oy) la vectorul $\vec{H}$ (axa Oz)[1].

[1] S-ar putea deci crede că legile electromagnetismului sînt diferite după cum sînt exprimate într-un triedru stîng sau într-un triedru drept (care se deduce din primul prin reflexia acestuia într-o oglindă plană care coincide, de exemplu, cu planul figurii Oxy (fig. 16).

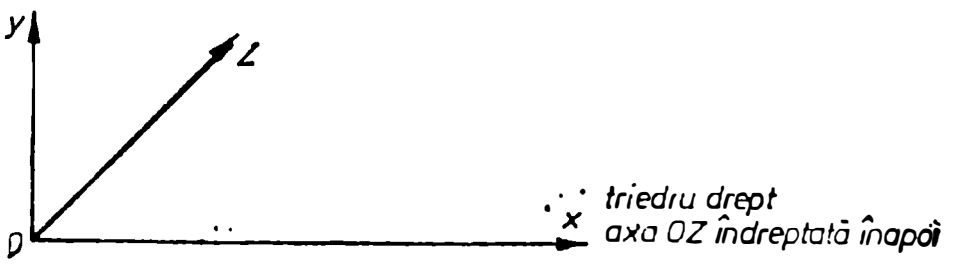


Fig. 16

Dar nu este deloc așa. Nu este așa decît în aparență, deoarece am luat rău obicei de a reprezenta un cîmp magnetic printr-o săgeată (vector polar) pe care se pot distinge un sens înainte și un sens înapoi. Dar, un cîmp magnetic nu are simetria unei săgeți. El are simetria fenomenului fizic care îl produce: un curent electric care circulă printr-un solenoid. Această simetrie este aceea a unui

Teoria lui Maxwell a condus la precizarea că un circuit electric străbătut de un curent alternativ (curent care oscilează sinusoidal în funcție de timp: $i = i_0 \sin(\omega t - \varphi)$) ar juca rolul unei surse și ar emite în jurul lui în spațiu o undă electromagnetică avînd aceleași proprietăți ca și o undă luminoasă, propagîndu-se cu aceeași viteză, dar avînd o frecvență $\nu = \frac{\omega}{2\pi}$ mică și o lungime de undă $\lambda = \frac{c}{\upsilon}$ mare.

Astfel de unde electromagnetice au fost puse în evidență pentru prima oară în 1888 de către fizicianul german Heinrich Hertz. Această descoperire a fost urmată de dezvoltarea uimitoare a radiodifuziunii și a televiziunii. Aceste unde le numim „unde hertziene", iar frecvențele lor, numărul de vibrații pe secundă, le măsurăm în hertzi. Obișnuim să le clasificăm după zona lor de frecvență: în radiodifuziune se folosesc undele lungi (tabelul care urmează arată corespondența care există între frecvență și lungime de undă) cu frecvențe de la 100 la 300 kilohertzi și undele mijlocii, cu frecvențe de la 0,5 la 2 megahertzi. Undele scurte (metrice), cu o frecvență cam de o sută de mega-

---

cilindru care se rotește în jurul axei sale. Un vector care are această simetrie se numește „vector axial", pentru a se deosebi de un vector polar. Un astfel de vector se poate reprezenta printr-un segment de dreaptă înconjurat de o buclă circulară cu o săgeată care indică sensul rotației (fig. 17).

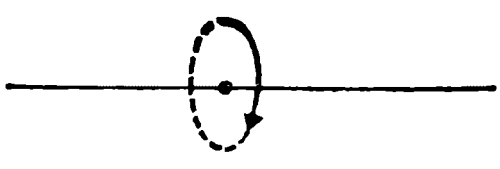


Fig. 17

Dacă se menține acest obicei de a se reprezenta cîmpul magnetic H printr-o săgeată, sensul acestei săgeți și acela al curentului i prin buclă sînt legate între ele în mod convențional prin regula burghiului.

Să notăm că vectorul cantitate de mișcare $\vec{P} = m\vec{v}$ este un vector polar, dar că momentul cinetic C atașat unei rotații, sau momentul magnetic μ sînt vectori axiali.

hertzi, sînt întrebuințate în modulări de frecvență și în televiziune, iar undele ultrascurte (centimetrice), cu frecvențe de peste un gigahertz și-au găsit întrebuințarea în tehnica radarului, pentru ghidarea vapoarelor, reperarea și ghidarea avioanelor și a navelor spațiale. În această clasificare, undele luminoase care sînt și ele de natură electromagnetică, sînt considerate ca niște unde hertziene ultrascurte.

Hertz, care a murit în vîrstă de treizeci și șapte de ani de tuberculoză, la șase ani după marea sa descoperire (dar după ce descoperise, de asemenea și efectul fotoelectric), nu avea să cunoască dezvoltarea radiodifuziunii. Dar a putut să spună înainte de a muri: „Dacă vreun lucru este stabilit cu certitudine în fizică, acesta este natura ondulatorie a luminii".

Și totuși, la numai șase ani după moartea sa, Max Planck a introdus în fizică „cuanta de energie luminoasă".

Tabel de corespondență între frecvența și lungimea de undă a undelor electromagnetice

Viteza luminii $c = 3 \cdot 10^{10}$ cm/s

$$\lambda = cT = \frac{c}{\upsilon}$$

frecvența ν	*lungimea de undă* λ
30 km	10 kilohertzi (kHz)
3 km	100
300 m	1 megahertz (MHz)
30 m	10
3 m	100
30 cm	1 gigahertz (GHz)
3 cm	10

kilo = 0 mie sau 10^3
mega = un milion sau 10^6
giga = un miliard sau 10^9

Teoria ondulatorie avea totuși să mai cunoască încă un mare triumf, și anume elucidarea, în 1912, a naturii radiațiilor X. Imposibilitatea de a le devia cu cîmpuri electrice sau magnetice, faptul că se propagau în spațiu cu viteza luminii îi

făcuse pe fizicieni să creadă că natura lor era ondulatorie, însă toate eforturile întreprinse pentru a le refracta, a le difracta, pentru a încerca să se producă cu ele franje de interferență, rămăseseră infructuoase pînă în 1912. Făcîndu-le să treacă prin niște fante extrem de fine, experiența părea totuși să indice o lărgire foarte slabă a fasciculului, datorită unui început de difracție. Aceasta lăsa să se creadă că lungimile lor de undă erau de un ordin de mărime de o mie de ori mai mic decît acela al radiațiilor vizibile și că rețelele făcute de mîna omului — la care distanța dintre dîre rămîne superioară unui micron — sînt prea grosolane pentru a le putea difracta. Cel puțin dacă s-ar putea dispune de rețele mai fine...

Acela a fost momentul cînd Max von Laue, fost elev al lui Planck, a avut o idee pe cît de simplă, pe atît de genială. El își amintea că cristalografii din secolul al XIX-lea, Haüy și Bravais, propuseseră să se considere cristalele drept o împachetare regulată de atomi sau de molecule, îngrămădire a cărei simetrie se reflectă în aceea a fețelor cristaline. După părerea lor, un cristal trebuia deci să aibă o structură prezentînd o periodicitate regulată în trei dimensiuni. Un calcul simplu a arătat lui von Laue că un corp cu o astfel de structură periodică poate să joace rolul unei „rețele spațiale" și să difracte vibrațiile, cu condiția totuși ca lungimile lor de undă să fie inferioare echidistanței atomilor în „rețeaua cristalină". Von Laue se afla atunci la München. El a împrumutat un tub de radiații X de la colegul său Röentgen, și-a procurat cristale de la colegul lui cristalograf și, ajutat de doi tineri fizicieni, a încercat experiența. În spatele unui cristal, străbătut de un fascicul îngust de radiații X, a așezat o placă fotografică pe care au apărut, după developare, frumoase pete de difracție a căror dispunere simetrică oglindea simetria cristalului. Astfel a fost demonstrată natura ondulatorie a radiațiilor X.

Dezvoltarea metodei inaugurate de von Laue trebuia să permită fizicienilor să măsoare lungimi-

le de undă ale radiațiilor X, în funcție de echidistanțele „ochiurilor cristaline". În Anglia, îndeosebi fizicienii Bragg, tatăl și fiul, au inventat un „spectrograf cu cristal rotitor", care avea să permită să se obțină adevărate spectre ale surselor de radiații X, acestea fiind emise de către anticatozii loviți de razele catodice. Aceste spectre făceau să apară pe un fond continuu un spectru de linii monocromatice caracteristic metalului anticatodului. Tînărul fizician englez Moseley — care avea să moară în 1914 pe cîmpul de luptă din Franța — a avut doar timpul să studieze spectrele de emisie X ale unui mare număr de elemente chimice, folosite ca anticatozi și să arate că linia cea mai intensă a fiecărui spectru, numită linia $K\alpha$, se deplasa în mod regulat cînd se trecea de la un element la următorul în tabelul periodic al elementelor, că numărul său de undă σ putea fi exprimat în funcție de numărul de ordine Z al elementului din tabelul lui Mendeleev prin relația simplă:

$$\sigma = \text{const}(Z - \alpha)^2.$$

Deoarece constanta este de fapt egală cu $\frac{3}{4} R$, R fiind constanta lui Rydberg, această „lege a lui Moseley" se mai poate scrie:

$$\sigma = R\left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2}\right)(Z - \alpha)^2.$$

Sub această formă, se vede imediat înrudirea sa cu formula lui Balmer, numerele cuantice m și n avînd aici valorile respective 1 și 2. Teoria lui Bohr, născută cam în aceeași perioadă, în 1913, n-a avut dificultăți cu interpretarea legii lui Moseley, admițînd că linia $K\alpha$ emisă de un element, al cărui nucleu are sarcina pozitivă Ze, se datorează saltului unui electron de pe nivelul cuantic $n = 2$ pe nivelul fundamental $n = 1$ al straturilor electronice.

Dezvoltarea spectroscopiei radiațiilor X a permis, pe de o parte, să se măsoare cu precizie din ce în

ce mai mare lungimi de undă tot atît de mici sau mai mici decît ordinul de mărime al diametrelor atomice (1Å) și, pe de altă parte, să se cunoască din ce în ce mai amănunțit structura numeroaselor „rețele cristaline".

Să semnalăm doar că metoda imaginată de către von Laue a putut fi aplicată, de asemenea, cu succes radiațiilor γ ale corpurilor radioactive și a permis să se arate că aceste radiații sînt niște radiații de natură electromagnetică, dar de lungimi de undă și mai mici decît acelea ale radiațiilor X. Frecvența lor, adică numărul de vibrații pe secundă care le corespunde, este de la 10 000 la 100 000 de ori mai mare decît în cazul luminii vizibile, unde numărul acesta este deja uluitor de mare.

Fizicienii au reușit să pună astfel în evidență un șir continuu de vibrații electromagnetice întinzîndu-se de la undele hertziene cele mai lungi pînă la radiațiile γ cele mai dure și acoperind astfel o gamă de vreo șaizeci de octave (octava fiind un domeniu care se întinde de la o frecvență ν la o frecvență dublă 2ν).

Dualitatea aspectului ondulatoriu și a aspectului corpuscular ale luminii

Începînd din secolul al XVII-lea, adică de la Newton, care interpreta fenomenele luminoase ca un jet de corpusculi emiși de sursă și lovind retina ochiului nostru și de la Huygens, care concepea lumina ca o propagare prin eter a unei tremurări cu caracter periodic, tremurare pe care, în desfășurarea ei spațio-temporală, a numit-o „undă luminoasă", teoria corpusculară și teoria ondulatorie a luminii nu au încetat să rivalizeze una cu cealaltă.

Imensul prestigiu al lui Newton a făcut ca în timpul secolului al XVIII-lea cea mai mare parte a oamenilor de știință să adopte de preferință teoria corpusculară. Apoi, noile fenomene puse în

evidență în secolul al XIX-lea de către Young și Fresnel au făcut ca balanța să se aplece în favoarea teoriei ondulatorii, al cărei triumf părea asigurat în mod definitiv prin teoria electromagnetică a lui Maxwell și prin punerea în evidență a undelor hertziene de către Hertz, astfel încît acesta din urmă putea să afirme înainte de a muri, cum am spus-o, că natura ondulatorie a luminii era stabilită definitiv. Dar, ironie a soartei, Hertz însuși descoperise efectul fotoelectric al cărui studiu, după moartea sa, avea să asigure renașterea teoriei corpusculare. Urma să se arate, într-adevăr, că energia luminoasă, interacționînd cu materia, are o structură discontinuă și că este formată din „cuante de energie luminoasă", sau „fotoni" a căror existență a fost pusă în evidență de către Planck și Einstein.

Prin urmare încă de la începutul secolului nostru, fizicianul care încerca să-și formeze o părere asupra naturii luminii, se găsea pus în fața unei dileme stranii. Anumite fenomene, îndeosebi fenomenele de interferență și de difracție, nu se puteau explica decît în cadrul teoriei ondulatorii; altele, ca efectul fotoelectric, structura spectrelor atomice și, de asemenea, diferitele efecte fotochimice — mai ales acțiunea asupra plăcii fotografice — nu-și găseau o explicație plauzibilă decît prin teoria cuantelor de lumină. Privind îndeaproape, ne dăm seama că tot ceea ce ține de propagarea luminii în spațiu, repartiția spațială a luminii, trecerea ei prin orificii sau fante, se explică în mod corect prin teoria undelor, în timp ce tot ceea ce privește interacțiunea luminii cu materia necesită recurgerea la teoria cuantelor. Această deosebire nu este dealtfel total riguroasă. Împrăștierea luminii de către materia transparentă se explică bine prin teoria ondulatorie iar efectul Doppler-Fizeau, adică schimbarea în frecvență pe care o suferă lumina cînd interacționează cu un corp în mișcare, se explică ușor și printr-o teorie și prin cealaltă.

De aceea fizicienii secolului al XX-lea au fost îndemnați să împace cele două teorii. Ei au trebuit

să încerce să stabilească un compromis între cele două modele în aparență contradictorii, admițînd după împrejurări, validitatea unuia sau altuia. Acest compromis și-a găsit oglindirea într-un cuvînt: „dualitatea“ luminii.

Să reamintim corespondența dintre mărimile ondulatorii și mărimile corpusculare: am văzut mai sus că un fenomen vibratoriu este definit prin frecvența sa, ν, sau pulsația sa, $\omega = 2\pi\nu$, sau încă prin perioada sa $T = \frac{1}{\upsilon}$. Cînd acest fenomen se propagă în spațiu, cu viteza c (simbol folosit pentru viteza luminii în vid), apare o perioadă spațială care este lungimea de undă $\lambda = cT$. Să amintim că se poate defini un „număr de undă“ $\sigma = \frac{1}{\lambda} = \frac{\upsilon}{c}$, și un vector de undă paralel cu direcția de propagare $\vec{k} = 2\pi\vec{\sigma}$ care are ca modul $|k| = \frac{\omega}{c}$.

Planck a arătat că energia unui foton luminos cu frecvența ν, este:

$$E = h\nu = \frac{h}{2\pi}\,\omega = \hbar\omega .$$

Teoria relativității face ca oricărei energii E să-i corespundă o masă $m = \frac{E}{c^2}$, relație care, aplicată fotonului, se scrie $m = \frac{h\upsilon}{c^2}$; iar unui mobil de masă m care se deplasează cu o viteză c, să-i corespundă un vector $\vec{P}$ numit „cantitate de mișcare“, a cărui valoare pentru foton este:

$$\vec{P} = \overrightarrow{mc} = \frac{\overrightarrow{h\upsilon}}{c} = \frac{\overrightarrow{h\omega}}{c} = \overrightarrow{\hbar k} = \overrightarrow{h\nu} .$$

Cele două relații $E = h\nu$ și $\vec{P} = \overrightarrow{h\sigma}$, care se mai pot scrie $E = \hbar\omega$ și $\vec{P} = \overrightarrow{\hbar k}$, pot fi deci conside-

rate ca niște relații fundamentale care leagă proprietățile undei luminoase (ω și $\vec{k}$) de proprietățile fotonului (E și $\vec{P}$).

O idee îndrăzneață și fecundă: natura ondulatorie a materiei

În jurul anului 1920, noțiunea de dualitate a luminii era deci acceptată. Fenomenele luminoase nu puteau fi interpretate decît dacă se făcea apel pe rînd atît la proprietățile ondulatorii, cît și la proprietățile corpusculare ale luminii.

Aproximativ în aceeași epocă fusese definitiv adoptată ideea structurii corpusculare a materiei, existența atomilor și a moleculelor, și chiar, mai mult, existența electronilor și a nucleelor atomice. Determinarea precisă a numărului lui Avogadro prin vreo zece metode diferite, cu același rezultat, succesul „teoriei planetare" a atomului lui Bohr și interpretarea prin această teorie a liniilor spectrelor atomilor, convinseseră în sfîrșit și pe cei mai șovăielnici.

Atunci tînărul fizician Louis de Broglie a conceput o idee îndrăzneață și genială. El și-a spus că dacă lumina ne apare sub două aspecte, corpuscular și ondulatoriu, de ce nu ar fi la fel și cu materia? Să încercăm: un corpuscul material cu masa de repaus m_0 are, după teoria relativității, o energie intrinsecă $E_0 = m_0c^2$. Acestei energii să-i asociem o mișcare vibratorie de frecvență ν: $h\nu = \hbar\omega = E_0 = m_0c^2$. El a conceput această undă asociată unui corpuscul de materie ca o „undă staționară", adică un fenomen periodic întins în spațiu, înconjurînd corpusculul și avînd în fiecare punct al spațiului aceeași fază. Să precizăm: într-un sistem de coordonate în care corpusculul este în repaus, toate punctele spațiului care înconjură corpusculul vibrează sincron. Vibrația lor poate fi reprezentată printr-o funcție sinusoidală de timp $\sin(\omega t - \varphi)$ sau $\sin(2\pi\nu t - \varphi)$,

valorile lui ω sau ν fiind date de relaţia de mai sus iar unghiul de fază φ fiind acelaşi pentru toate punctele spaţiului, adică independent de coordonatele x, y, z. Într-un astfel de sistem, pentru a simplifica expresiile, se poate alege o origine a timpului care să anuleze unghiul de fază φ, şi se poate scrie $\sin \omega t$ sau $\sin 2\pi\nu t$. Dacă se introduce acum un sistem de coordonate x', y', z', în raport cu care particula se mişcă cu viteza v în direcţia pozitivă a axei x', pentru a trece din primul sistem de coordonate în cel de al doilea, trebuie să folosim formulele de transformare a coordonatelor Lorentz-Einstein, care pentru coordonatele timpului se scriu:

$$t = \frac{t' - \frac{v}{c^2} x'.}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}},$$

astfel încît ecuaţia mişcării vibratorii asociate particulei în noul sistem, ia forma:

$$\sin \left[\frac{\omega}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \left(t' - \frac{v}{c^2} x' \right) \right].$$

Expresie care se poate scrie: $\sin \omega' \left(t' - \frac{x'}{V} \right)$

punînd $\omega' = \frac{\omega}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$ şi $V = \frac{c^2}{v}$.

Vedem astfel că vibraţiile care erau simultane în sistemul de coordonate în care particula este în repaus, nu mai sînt astfel în sistemul în care particula este în mişcare. În acest din urmă sistem apare un decalaj de fază $\varphi' = \frac{\omega' x'}{V}$, funcţie liniară de coordonata x' paralelă cu vectorul viteză $\vec{v}$ al particulei. Unda staţionară în sistemul în repaus a devenit o „undă progresivă“ în sistemul

în care particula se mişcă, creşterea fazei de-a lungul axei Ox' făcîndu-se cu o „viteză de fază" $V = \frac{c^2}{v}$ mai mare decît viteza luminii şi cu atît mai mare cu cît viteza v a particulei este mai mică[1].

Dacă urmărim pe axa Ox' distribuţia de fază, ea variază cu 2π cînd parcurgem distanţa $x' = 2\pi \frac{V}{\omega'} = \frac{2\pi c^2}{\omega' v}$ şi trebuie să identificăm această distanţă cu lungimea de undă λ a undei progresive care este deci:

$$\lambda = \frac{2\pi}{\omega'} \frac{c^2}{v},$$

de unde numărul de undă:

$$\sigma = \frac{1}{\lambda} = \frac{\omega'}{2\pi} \frac{v}{c^2}$$

şi vectorul de undă:

$$\vec{k} = 2\pi\vec{\sigma} = \frac{\omega' \vec{v}}{c^2} = \frac{\omega}{c^2 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \cdot \vec{v}$$

Pe de altă parte, teoria relativităţii atribuie unei particule cu masa de repaus m_0 şi viteza v o cantitate de mişcare:

$$\vec{P} = \frac{m_0 \vec{v}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}},$$

astfel că între cei doi vectori $\vec{P}$ şi $\vec{k}$, amîndoi paraleli cu vectorul $\vec{v}$, avem relaţia:

$$\vec{P} = \frac{m_0 c^2}{\omega} \vec{k}.$$

---

[1] Este vorba aici de o viteză de distribuţie a fazei şi nu de o viteză de propagare, nici un fenomen fizic neputînd să se propage cu o viteză superioară aceleia a luminii.

Introducînd în această expresie relaţia fundamentală a lui Louis de Broglie, $E_0 = m_0c^2 = \hbar\omega$, vedem că:

$$\vec{P} = \hbar\vec{k}.$$

Astfel, asociind unui grăunte de materie o undă staţionară a cărei pulsaţie ω este legată de energia acestui grăunte prin relaţia[1]:

$$E = h\nu = \hbar\omega,$$

relaţia $\vec{P} = \hbar\vec{k}$ este satisfăcută în mod automat. Relaţiile $E = \hbar\omega$ şi $\vec{P} = \hbar\vec{k}$, care caracterizează corespondenţa dintre proprietăţile corpusculare şi proprietăţile ondulatorii ale luminii oglindesc prin urmare aceeaşi corespondenţă pentru materie, aceste relaţii putînd fi scrise în orice sistem de coordonate galileian.

Aceasta este generalizarea fundamentală introdusă în fizică de Louis de Broglie, anume extinderea dualităţii corpuscul-undă la orice „element fizic".

Aplicarea relaţiilor precedente la atomul lui Bohr avea să asigure un prim succes ipotezei lui Louis de Broglie. Am văzut că, pentru a interpreta spectrele de linii emise de atomi, Bohr aplicase sistemului nucleu-electron legile clasice ale dinamicii şi electrostaticii, dar completîndu-le cu condiţia misterioasă a „cuantelor", care nu se justifica decît prin succesul său şi mai ales pentru că făcea posibilă o expresie teoretică a constantei lui Rydberg, R. Această condiţie se enunţă astfel: momentul cinetic al orbitelor stabile este

---

[1] În sistemul de coordonate în mişcare, masa particulei este $m = \dfrac{m_0}{\sqrt{1 - \dfrac{v^2}{c^2}}}$ şi energia sa $E' = mc^2 = \dfrac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \dfrac{v^2}{c^2}}}$

Relaţia $E = \hbar\omega'$ este deci de asemenea valabilă aici.

un multiplu întreg, n, al unui moment cinetic elementar egal cu $\hbar$

$$\vec{C} = n\vec{\hbar}^{1}.$$

Vectorul axial $\vec{C}$ este definit ca produsul vectorial dintre vectorul polar $\vec{P} = m\vec{v}$ şi raza vectoare $\vec{r}$ a unui mobil care se roteşte în jurul unui centru. Pentru o traiectorie circulară a unui electron de masă m_0 care se roteşte cu viteza v pe un cerc de rază r, modulul lui $\vec{C}$ este:

$$|C| = m_0 v r = n\hbar.$$

Modulul vectorului cantitate de mişcare $|P| = m_0 v$ este deci:

$$|P| = \frac{n\hbar}{r} = \frac{n\hbar}{2\pi r}.$$

Să aplicăm electronului relaţia fundamentală a lui Louis de Broglie, pe care o vom scrie sub forma:

$$|P| = \hbar\,|k| = 2\pi\hbar\sigma = h\sigma = \frac{h}{\lambda}^{2}.$$

Se observă că unda asociată electronului pe traiectoria sa circulară are o lungime de undă:

$$\lambda = \frac{h}{|P|} = \frac{2\pi r}{n}, \text{ de unde } 2\pi r = n\lambda.$$

Altfel spus, ocolul traiectoriei circulare a electronului, traiectorie care se închide acolo unde a început, trebuie să fie egal cu un număr întreg de lungimi de undă ale „undei lui Louis de Broglie".

---

[1] Vectorii $\vec{C}$ şi $\vec{h}$ sînt aici vectori axiali legaţi de o mişcare de rotaţie într-un anumit sens, şi nu vectori polari. Vezi p. 80, nota.

[2] Aceasta este forma sub care se prezintă adesea relaţia fundamentală $\vec{P} = \hbar\vec{k}$ a lui Louis de Broglie, al cărei caracter vectorial nu trebuie să-l uităm.

Se recunoaşte aici o condiţie simplă de „rezonanţă“ a unei mişcări ondulatorii: unda care face înconjurul de $2\pi r$ al unei traiectorii circulare trebuie să se găsească în fază cu ea însăşi pentru a nu se „stînjeni“ şi pentru a realiza de-a lungul traiectoriei un regim oscilatoriu stabil. Este exact aceeaşi condiţie care stabileşte frecvenţele de rezonanţă ale unei corzi de lungime l. Aici, unda elastică, după ce a parcurs pe coardă mişcarea de du-te-vino, trebuie să se regăsească, de asemenea, în aceeaşi fază cu ca însăşi. Acestui du-te-vino pe coardă, care readuce unda în acelaşi punct, îi corespunde o lungime de parcurs de $2l$, de unde, pentru coardă, avem condiţia de rezonanţă:

$$2l = n\lambda \quad \text{sau} \quad l = n\frac{\lambda}{2}.$$

Vedem cît de similare sînt aceste condiţii de rezonanţă. Dealtfel, am putea să creăm în acustică condiţii similare cu traiectoria circulară din atom, dînd unui tub sonor forma unui tor al cărui interior se închide acolo unde a început. Sunetele care se pot forma într-un astfel de tub satisfac condiţia de rezonanţă $2\pi r = n\lambda$.

Primele publicaţii ale lui Louis de Broglie asupra naturii ondulatorii a materiei datează din 1923. El a dat o prezentare de ansamblu asupra lor în teza sa susţinută în 1924[1].

Cîţiva ani mai tîrziu, în 1927, ideile lui Louis de Broglie aveau să capete o confirmare experimentală strălucită cînd fizicienii americani Davisson şi Germer au reuşit să demonstreze că un fascicul de electroni reflectat pe suprafaţa unui cristal de nichel dădea pe o placă fotografică pete de difracţie analoge cu acelea pe care von Laue le găsise pentru radiaţiile X şi că lungimea de undă λ care se deducea de aici era într-adevăr aceea prevăzută de formula lui de Broglie:

$$\lambda = \frac{h}{P}.$$

---

[1] Această teză a fost reeditată în 1963 sub titlul: „*Recherches sur la théorie des quanta*“ (Paris, Masson).

Cantitatea de mişcare, $P = m_0 v$, a electronilor, produsul dintre masa şi viteza lor, poate să se exprime în funcţie de energia lor cinetică:

$$E_c = \frac{1}{2} m_0 v^2 .$$

Într-adevăr, $P^2 = m_0^2 v^2 = 2m_0\ 1/2\ m_0 v^2 = 2m_0 E_c$. Se poate scrie deci:

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2m_0 E_c}}$$

Dacă energia cinetică a electronilor se exprimă în electron-volţi, iar lungimea de undă λ în angströmi (10^{-8} cm), formula precedentă se scrie:

$$\lambda(\text{Å}) = \frac{h}{\sqrt{2m_0 c}} \cdot \frac{1}{\sqrt{V}} = \sqrt{\frac{150}{V}}$$

unde V reprezintă diferenţa de potenţial exprimată în volţi cu care au fost accelerați electronii. Se vede că,

pentru $V = 150$ volţi, se găseşte $\lambda = 1$ Å şi
pentru $V = 15\,000$ volţi, valoarea $\lambda = 0{,}1$ Å.

Chiar pentru diferenţe de potenţial medii, lungimea de undă „de Broglie" este deci foarte mică şi de ordinul de mărime a aceleia a radiaţiilor X.

Rezultatele lui Davisson şi Germer au fost confirmate de către G.P. Thomson în Anglia şi Maurice Ponte în Franţa care au folosit pelicule cristaline foarte fine, transparente pentru electroni, în spatele cărora au putut să observe pe un ecran fluorescent şi să obţină pe o placă fotografică franje de difracţie de o claritate şi finețe uimitoare.

Mai tîrziu, cercetători germani la Tübingen şi cercetători francezi la Toulouse au reuşit să repete cu fascicule de electroni experienţa celor două orificii a lui Young şi să obţină franje de interferenţă comparabile întru totul cu acelea obţinute cu o radiaţie luminoasă monocromatică.

S-a reuşit, de asemenea, să se obţină efecte de difracţie cu jeturi de protoni (ioni de hidrogen H^+),

cu radiații α (ioni de He^{++}) și cu fascicule de atomi neutri de hidrogen și de heliu.

Concepția îndrăzneață a lui Louis de Broglie despre o natură ondulatorie a materiei, care întîmpinase la început destul de mult scepticism, a primit astfel un suport experimental extrem de solid și de convingător.

Ea a fost punctul de plecare al unei dezvoltări teoretice efervescente, care avea să se cristalizeze, în cîțiva ani, într-o doctrină coerentă numită astăzi la fel de bine fie „mecanică ondulatorie", fie „mecanică cuantică", aceste două denumiri corespunzînd celor două metode diferite de abordare, dar conducînd la aceleași rezultate.

Însuși Louis de Broglie insistase asupra faptului că mecanica lui Newton, care opera cu conceptele de puncte materiale și mișcări ale acestor puncte în funcție de timp pe traiectorii în spațiu, nu trebuia să fie decît o primă aproximație valabilă pentru corpuri la scară mare — de unde succesele sale în mecanica cerească — dar care, la scara atomică, adică la scara lungimilor de undă asociate particulelor materiale, trebuia să fie înlocuită cu o mecanică ondulatorie care să țină seama de efectele cuantice și de fenomenele de difracție și de interferență datorate naturii ondulatorii a materiei.

Așa cum în domeniul opticii optica geometrică a lui Descartes care operează cu noțiunea de raze luminoase trebuise să fie înlocuită prin ecuațiile de undă ale opticii ondulatorii a lui Fresnel, tot așa devenea necesar să se găsească pentru materie ecuațiile de undă care să țină seama de efectele de interferență și de difracție și de particularitățile structurii atomice și moleculare.

Aceasta a fost opera fizicianului austriac Erwin Schrödinger care a descoperit în 1926 ecuația de undă care guvernează comportarea particulelor materiale, renumita „ecuație a lui Schrödinger". El a arătat că aceasta permitea să se interpreteze efectele de difracție și de interferență observate cu corpusculi materiali și, mai mult, să se calcu-

leze energia nivelelor cuantificate ale atomilor și moleculelor. Nu putem să dezvoltăm aici aceste calcule. Să spunem doar că succesul a fost complet. Nu numai că s-au regăsit nivelele de energie ale atomului de hidrogen, de exemplu, și acelea ale altor atomi, dar s-au calculat intensitățile liniilor spectrale, ceea ce vechea teorie a lui Bohr încercase zadarnic. Dar aceasta s-a făcut, cum vom vedea mai departe, cu prețul unor sacrificii conceptuale însemnate.

Să spunem aici doar că Schrödinger a reușit să descrie starea unei particule materiale printr-o funcție de undă, reprezentînd o undă progresivă pentru o particulă care evoluează în spațiu, dar luînd aspectul unei unde staționare pentru o stare cuantică a unui atom. El a numit-o funcție $\psi\ (xyz)$ („funcția psi"). Ea trebuia să fie înmulțită cu o funcție periodică de timp care lua forma complexă $\exp\left(-\mathrm{i}\,\frac{E_n}{h}\,t\right)$ unde E_n reprezintă energia stării cuantice n și unde $\frac{E_n}{h} = \omega_n$ reprezintă pulsația pe care relația fundamentală a lui Louis de Broglie o face să corespundă energiei E_n a stării atomului. Va trebui să revenim mai departe asupra semnificației fizice a funcției psi a lui Schrödinger.

În același timp în care Schrödinger dezvolta metoda sa, tînărul fizician german Werner Heisenberg, secondat curînd de Max Born și de Pascual Jordan, dezvolta o metodă, numită „metoda matriceală", care permitea să se calculeze nivelele de energie cuantificate ale unui sistem atomic precum și intensitățile tranzițiilor spectrale dintre aceste nivele. Schrödinger avea să demonstreze că metoda lui Heisenberg și a sa erau echivalente din punct de vedere matematic.

Dacă, pe plan matematic, cele două metode, aceea a mecanicii ondulatorii a lui Schrödinger și aceea a mecanicii cuantice a lui Heisenberg, trebuia să conducă la rezultate identice, problema importantă care s-a pus și care nici la ora actuală nu este în întregime lămurită, era aceea a semni-

ficației fizice care trebuie dată funcției ψ. În cazul în care aceeași funcție de undă descrie mișcarea unui număr mare de particule, s-a căzut de acord să se admită că intensitatea locală a undei, proporțională cu pătratul amplitudinii sale, trebuia să reprezinte densitatea de particule în jurul unui punct al spațiului de coordonate date, x, y, z. Dar care trebuie să fie semnificația undei cînd descrie comportarea unei particule unice, ca de exemplu a electronului din atomul de hidrogen?

Faptul că această funcție de undă păstrează efectiv o semnificație în acest caz decurge din următoarele experiențe. Am văzut că experiența cu cele două orificii a lui Young poate fi realizată fie cu un fascicul luminos, fie cu un jet de electroni. În amîndouă cazurile se constată că, odată ajunși pe ecran sau pe placa fotografică, corpusculii se grupează în direcția franjelor strălucitoare și că nici un corpuscul nu ajunge în centrul unei franje întunecate. La început s-a crezut că trecînd și printr-unul și prin celălalt orificiu corpusculii acționează unii asupra altora pentru a realiza această repartiție regulată, deoarece franjele dispar întotdeauna dacă se acoperă unul din orificii. Dar ce se întîmplă atunci cînd se lucrează la o intensitate atît de slabă încît corpusculii să părăsească sursa unul cîte unul și fiecare să ajungă pe ecran înainte ca următorul să fi părăsit sursa? Ei bine, se constată că chiar și atunci cînd fiecare corpuscul ajunge izolat pe placa fotografică, el produce, în punctul de ciocnire un mic grăunte de argint, iar micile grăunțe produse succesiv se grupează tot în direcția acelorași franje ca acelea pe care le-am observat la o intensitate mare a jetului de particule. În această privință s-au făcut experiențe cu totul hotărîtoare atît cu lumină cît și cu electroni. Franjele se mențin în ambele cazuri.

Max Born a propus atunci următoarea definiție pentru funcția $\psi\ (x, y, z)$, care reprezintă amplitudinea undei în punctul x, y, z: pătratul amplitudinii, spune el, adică intensitatea sa — sau mai exact produsul dintre numărul complex ψ

și numărul complex conjugat ψ^*, produs care este întotdeauna real — reprezintă probabilitatea de a găsi corpusculul în punctul x, y, z, din spațiu atunci cînd căutăm să-l localizăm printr-o măsurătoare.

Această semnificație statistică și simbolică a funcției de undă s-a manifestat atunci cînd a devenit clar că, în cazul a două particule interacționînd una asupra celeilalte, funcția de undă corespunzătoare acestui sistem depindea, în același timp, atît de coordonatele x_1, y_1, z_1 ale uneia, cît și de coordonatele x_2, y_2, z_2 ale celeilalte, cu alte cuvinte că ea reprezenta o undă, dar nu în spațiul obișnuit cu trei dimensiuni, ci într-un spațiu cu șase dimensiuni, numit „spațiul de configurație", ceea ce a pus în evidență caracterul simbolic al funcției.

Digresiune asupra funcțiilor ondulatorii

Deoarece Louis de Broglie a arătat că orice grăunte de energie, lumină sau materie are o natură ondulatorie, iar Schrödinger a reprezentat unda asociată printr-o funcție de undă complexă de forma $e^{i\alpha}$ unde α depinde de coordonatele spațiale și temporale, este evident că o astfel de undă trebuie să aibă o întindere limitată în spațiu și timp. Relația lui Moivre:

$$e^{i\alpha} = \cos \alpha + i \sin \alpha$$

ne permite să exprimăm o exponențială complexă prin funcții sinusoidale, fapt ce ne îngăduie să folosim proprietățile funcțiilor sinusoidale ale variabilei timp t și ale variabilelor spațiale x, y, z, și să extindem proprietățile sale la funcția exponențială complexă.

Să considerăm, de exemplu, funcția sinusoidală de timp:

$$u = a \sin \omega_0 t = a \sin 2\pi \nu_0 t.$$

Dacă amplitudinea a a acestei funcții este o constantă, funcția u reprezintă o sinusoidă nelimitată

o mişcare vibratorie veşnică. Trebuie atunci să ne punem întrebarea: cum să reprezentăm matematic o vibraţie, care are un început şi un sfîrşit, care începe la momentul t_1 şi încetează la momentul t_2?

Să considerăm, de exemplu, vibraţia produsă într-un punct al spaţiului prin trecerea unui tren de unde limitat, trecerea începînd la momentul t_1 şi sfîrşind la momentul t_2 (fig. 18).

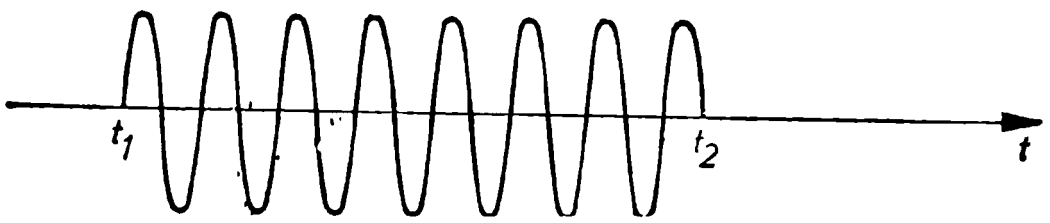


Fig. 18

Sîntem determinaţi să reprezentăm efectul unui astfel de tren de unde limitat printr-o „sinusoidă secţionată“ a cărei amplitudine a este nulă pentru $t < t_1$ şi $t > t_2$. Dealtfel, în intervalul t_1t_2, amplitudinea nu este neapărat constantă ca în figura de mai sus. Din contra, ea poate să prezinte un maxim în centrul t_0 al intervalului t_1t_2 şi să descrească progresiv către extremităţile t_1 şi t_2 ale intervalului, după cum o arată figura de mai jos (fig. 19).

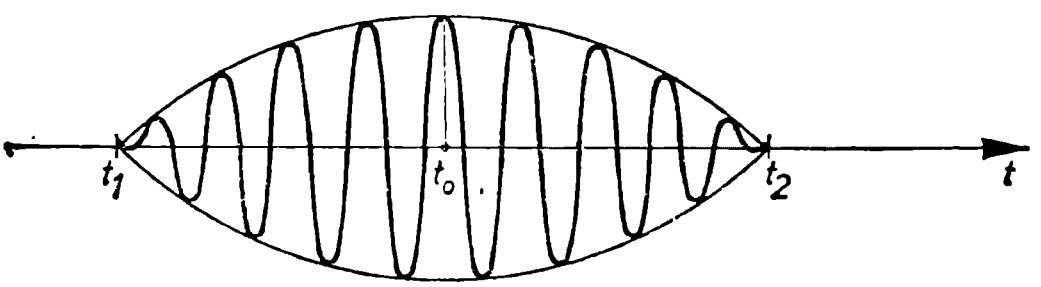


Fig. 19

La începutul secolului al XIX-lea, matematicianul francez Fourier a arătat că, şi într-un caz şi în celălalt, o astfel de sinusoidă secţionată se poate reprezenta analitic printr-un ansamblu de sinusoide nelimitate, fiecare cu amplitudinea

constantă şi a căror pulsaţie ω variază în mod continuu, într-un interval $\Delta\omega$ de o parte şi de cealaltă a lui ω_0, acest interval de pulsaţii fiind legat de intervalul $\Delta t = t_2 - t_1$ prin relaţia:

$$\Delta\omega \times \Delta t \geqslant 2\pi.$$

Fourier a demonstrat că întotdeauna este posibil să se aleagă amplitudinile şi fazele acestor unde componente astfel ca suprapunerea lor să dea o amplitudine rezultantă nulă în afara intervalului t_1t_2 (prin interferenţă distructivă) şi ca, în interiorul acestui interval, amplitudinea rezultantă să varieze în felul dorit (prin interferenţă constructivă).

Fără îndoială că raţionamentul pe care tocmai l-am făcut pentru o sinusoidă în funcţie de timpul t îl putem repeta şi pentru o sinusoidă funcţie de o variabilă spaţială, de exemplu pentru $a \sin k^0x$, care reprezintă fotografia instantanee a unei unde (făcută la momentul $t = 0$), care se propagă după axa Ox. Dacă vrem ca întinderea acestei unde să fie mărginită în spaţiu între abscisele x_1 şi x_2 şi ca amplitudinea sa a să fie nulă în afara acestui segment, putem să o reprezentăm analitic printr-un ansamblu de sinusoide nelimitate al căror modul al vectorului de undă variază în jurul lui k°_x într-un interval Δk_x legat de lungimea $\Delta x = x_2 - x_1$ a segmentului, prin relaţia lui Fourier:

$$\Delta k_x \cdot \Delta x \geqslant 2\pi.$$

Atunci cînd unda pe care o considerăm nu se deplasează paralel cu axa Ox, ci are o direcţie de propagare în spaţiu definită prin vectorul de undă $\vec{k}$, putem să scriem relaţia lui Fourier pentru fiecare din componentele k_x, k_y, k_z, obţinînd astfel cele trei relaţii:

$$\Delta k_x \cdot \Delta x \geqslant 2\pi,$$
$$\Delta k_y \cdot \Delta y \geqslant 2\pi,$$
$$\Delta k_z \cdot \Delta z \geqslant 2\pi,$$

care caracterizează o undă mărginită în spațiu la un volum de ordinul:

$$\Delta x \cdot \Delta y \cdot \Delta z.$$

Relațiile lui Fourier sînt absolut generale. Ele se aplică tuturor funcțiilor sinusoidale cu extindere limitată și în special, tuturor tipurilor de unde din fizică.

Un ansamblu de unde a cărui pulsație ω umple un interval $\Delta\omega$ și al cărui vector de undă k variază într-un interval Δk se numește „grup de unde" sau „pachet de unde". Fiecare dintre undele componente ale pachetului este nelimitată în spațiu și timp și se deplasează cu o „viteză de fază" $V = \frac{\omega}{k}$. Atunci cînd V nu este o constantă, ci o funcție de ω, se poate arăta că creasta maximă a undei rezultante se propagă cu o viteză $u = \frac{d\omega}{dk}$ diferită de V și numită „viteză de grup".

În cazul luminii în vid, toate radiațiile, oricare ar fi frecvența lor, se propagă cu aceeași viteză c, iar în acest caz $u = V = c$.

Să aplicăm acum considerațiile generale ale lui Fourier undelor de Broglie-Schrödinger, asociate mișcării unui corpuscul. Știm că în acest caz viteza de fază $V = \frac{c^2}{v}$ depinde de viteza v a corpusculului, deci de energia sa $E = \hbar\omega$ și deci de ω. Așadar în acest caz există o „dispersie" a vitezelor de fază iar cînd se calculează viteza de grup $u = \frac{d\omega}{dk}$, se găsește $u = v$. Viteza grupului de unde este egală cu viteza v a corpusculului. Această relație pusă în evidență de Louis de Broglie arată că, din punct de vedere ondulatoriu, nu trebuie să asociem unui corpuscul o undă monocromatică unică ce ar avea o întindere nelimitată în spațiu și în timp, ci un grup de unde al cărui maxim de amplitudine se deplasează cu viteza corpusculului.

Dacă admitem punctul de vedere al lui Max Born și dacă identificăm amplitudinea rezultantă a pachetului de unde cu amplitudinea funcției de undă ψ a lui Schrödinger, pătratul amplitudinii grupului de unde trebuie să reprezinte în fiecare punct x, y, z al spațiului probabilitatea de a găsi acolo corpusculul în caz că se face o determinare a poziției sale. Înțelegem astfel de ce nu trebuie să asociem unui corpuscul, element fizic localizat, o undă monocromatică unică ce ar fi în mod obligatoriu nelimitată în timp și spațiu, ci un grup de unde a cărui limitare spațio-temporală reprezintă cunoașterea noastră despre localizarea corpusculului în spațiu și în timp. Dealtfel trebuie să facem aici observația că, atunci cînd există dispersie, adică atunci cînd viteza de fază V variază în funcție de ω, ca în cazul undelor grupului asociat unui corpuscul material, diferitele unde ale grupului alunecă unele față de celelalte. Unda rezultantă se deformează și se întinde în funcție de timp, astfel încît pe măsură ce timpul trece, cunoașterea noastră asupra localizării spațiale a corpusculului devine din ce în ce mai imprecisă. Numai o nouă determinare permite să se localizeze mai bine corpusculul, să se „reducă" întinderea spațială și temporală a funcției de undă și să se apropie inegalitatea lui Fourier de egalitate

Relațiile de nedeterminare ale lui Heisenberg

Să scriem din nou relațiile lui Fourier, care permit să se reprezinte o undă de întindere „limitată" în spațiu și în timp printr-un „grup de unde",

$$\Delta\omega \cdot \Delta t \geqslant 2\pi.$$
$$\Delta k_x \cdot \Delta x \geqslant 2\pi,$$
$$\Delta k_y \cdot \Delta y \geqslant 2\pi,$$
$$\Delta k_z \cdot \Delta z \geqslant 2\pi,$$

şi să le aplicăm grupului de unde ale lui Louis de Broglie asociat unui corpuscul. De Broglie a arătat că mărimile corpusculare E (energia) şi P (cantitatea de mişcare) sînt legate de mărimile ondulatorii ω (pulsaţia) şi $\vec{k}$ (vectorul de undă) prin relaţiile fundamentale

$$E = \hbar\omega \quad \text{şi} \quad \vec{P} = \hbar\vec{k}.$$

A doua relaţie fiind o relaţie vectorială între doi vectori polari $\vec{P}$ şi $\vec{k}$, putem să o proiectăm pe cele trei axe ale unui sistem de coordonate trirectangular $Oxyz$ şi să o scriem sub forma:

$$P_x = \hbar k_x; \quad P_y = \hbar k_y; \quad P_z = \hbar k_z.$$

Putem evident să diferenţiem aceste relaţii şi să scriem:

$\Delta E = \hbar\Delta\omega$ şi tot aşa:

$$\Delta P_x = \hbar\Delta k_x; \quad \Delta P_y = \hbar\Delta k_y; \quad \Delta P_z = \hbar\Delta k_z.$$

Compararea relaţiilor lui Louis de Broglie cu acelea ale lui Fourier ne conduce la noile relaţii:

$$\begin{aligned}
\Delta E \cdot \Delta t &\geqslant 2\pi\hbar = h,\\
\Delta P_x \cdot \Delta t &\geqslant 2\pi\hbar = h,\\
\Delta P_y \cdot \Delta t &\geqslant 2\pi\hbar = h,\\
\Delta P_z \cdot \Delta t &\geqslant 2\pi\hbar = h.
\end{aligned}$$

Recunoaştem sub această formă renumitele relaţii de nedeterminare ale lui Heisenberg.

Felul în care tocmai am stabilit aceste relaţii arată că ele traduc în limbaj corpuscular proprietăţi ale undelor binecunoscute încă de la Fourier încoace. Într-adevăr, ele sînt o consecinţă inevitabilă a naturii ondulatorii a materiei.

Heisenberg a stabilit relaţiile sale printr-o metodă diferită care pune în lumină semnificaţia lor fizică şi pe care o vom discuta mai departe. Pentru moment să insistăm asupra faptului că aceste relaţii sînt universale, că ele se aplică la

corpusculii de lumină (fotoni) ca și la diferitele particule de materie (electroni, protoni, neutroni, atomi și molecule) și chiar la corpurile materiale de dimensiuni macroscopice. Numai că, în acest din urmă caz, ele trec în general neobservate.

Existența acestor relații obligă pe fizician să modifice radical concepțiile sale despre „realitate" și „obiectivitate".

PARTEA A DOUA

ASPECTELE NEGATIVE ALE MECANICII CUANTICE

Interpretarea relațiilor de nedeterminare

Am văzut că prin combinarea relațiilor fundamentale ale lui Louis de Broglie, care stabilesc corespondența dintre mărimile corpusculare și mărimile ondulatorii asociate, cu inegalitățile lui Fourier, care caracterizează proprietățile unui grup de unde de întindere limitată în spațiu și timp, ajungem la relațiile de nedeterminare ale lui Heisenberg.

Heisenberg a stabilit aceste relații în 1927, analizînd procesul de măsurare a mărimilor care caracterizează un corpuscul material.

Dacă încercăm să asemănăm un astfel de corpuscul (electron, neutron sau atom) cu un „punct material" din mecanica rațională, trebuie să-l caracterizăm prin masa sa m, prin poziția sa în spațiu și prin vectorul său viteză la un moment dat. Într-un sistem de coordonate trirectangular $Oxyz$, poziția în spațiu la un moment dat, t, este determinată de cunoașterea celor trei coordonate ale sale x, y, z. Vectorul vitezei, $\vec{v}$, la acest moment, este cunoscut dacă cunoaștem derivatele $\frac{dx}{dt}$, $\frac{dy}{dt}$, $\frac{dz}{dt}$, care sînt proiecțiile vectorului $\vec{v}$ pe cele trei axe de coordonate. Vectorul „cantitate de mișcare", $\vec{P}$, al corpusculului este definit prin relația $\vec{P} = m.\ \vec{v}$. Atunci cînd aceste valori sînt cunoscute pentru un punct material la un moment dat, numit „moment inițial", și cînd se cunoaște cîmpul de forțe care, în orice punct al

spațiului, acționează asupra sa, legile mecanicii stabilite de Newton permit să se determine aceleași mărimi, poziția și vectorul viteză ale punctului material, pentru oricare moment ulterior. Cu alte cuvinte, cunoașterea datelor inițiale permite să se determine „traiectoria" urmată de către punctul material în spațiu în funcție de timp.

Această posibilitate de a prevedea comportarea ulterioară a unui corp material plecînd de la datele inițiale este ceea ce constituie „determinismul" fizicii clasice. Tocmai acest fapt îi permitea lui Laplace să spună, la începutul secolului al XIX-lea că, dacă o inteligență superioară ar cunoaște aceste date inițiale pentru cel mai mare corp și pentru cel mai ușor atom, ea ar fi în stare să prezică evoluția viitoare a întregului univers.

Or, analizînd felul în care fizicianul măsoară la un moment dat poziția în spațiu și viteza unui corpuscul, Heisenberg a arătat că este imposibil să se cunoască în același timp aceste două date cu o precizie desăvîrșită și că măsurarea precisă a uneia atrage după sine o imprecizie asupra celeilalte.

Aici este necesară observația că atunci cînd se face o măsurătoare în fizică, nu se obține niciodată un rezultat de o precizie desăvîrșită. Orice măsurătoare a unei mărimi g este întotdeauna afectată de o imprecizie Δg numită „eroare experimentală". Dar, perfecționînd metoda de măsurare, se poate întotdeauna spera ca această eroare Δg să devină din ce în ce mai mică[1]. Or, Heisenberg a arătat că acest proces de perfecționare are o limită,

[1] Un frumos exemplu de „perfecționare" este dat de progresele realizate, de douăzeci de ani încoace, în măsurarea vitezei luminii în vid, care este de ordinul a 300 000 km pe secundă. Primele măsurători, făcute acum vreo sută de ani de către Foucault și Fizeau admiteau o eroare de vreo sută de kilometri pe secundă. Măsurătorile cele mai recente dau rezultate care corespund cu o aproximație de cîțiva metri pe secundă.

care nu se datorează unor împrejurări accidentale, dar care, este de netrecut[1], din principiu.

Aceasta se întîmplă astfel atunci cînd este vorba să cunoaştem simultan, prin măsurători potrivite, valorile a două mărimi numite „conjugate", de exemplu poziţia x, y, z şi cantitatea de mişcare P_x, P_y, P_z, ale unui corpuscul.

Postulatul lui Heisenberg se poate enunţa astfel:

Produsul celor două erori ale rezultatelor de măsurare a două mărimi conjugate nu poate fi inferior constantei de acţiune h, a lui Planck.

Nu putem defini aici ce se înţelege prin două mărimi conjugate. Să spunem doar că produsul dimensiunilor lor fizice trebuie să aibă dimensiunile unei „acţiuni" (energie x timp) şi să citărm cîteva „perechi de mărimi conjugate" pentru un corpuscul.

Exemplul 1:

Coordonata de poziţie x şi componenta după axa Ox a cantităţii de mişcare P_x. Conform postulatului, trebuie să avem, $\Delta x \cdot \Delta P_x \geqslant h$.

Exemplul 2:

Energia E a unui corpuscul şi timpul t, diferenţiala Δt neavînd aici semnificaţia unei erori, ci aceea a duratei de observaţie a corpusculului[2]:

$$\Delta E \times \Delta t \geqslant h.$$

Este greu de dat o demonstraţie generală a postulatului lui Heisenberg, afară de aceea pe care am făcut-o deducînd relaţiile lui Heisenberg din relaţiile lui Fourier şi ale lui de Broglie.

Dar se poate arăta, alegîndu-se oricare exemplu de măsurători, că acest postulat este întotdeauna

---

[1] Pentru a preciza că este vorba de o limită de principiu şi nu de o limită întîmplătoare, folosesc pentru relaţiile lui Heisenberg termenul de „relaţii de nedeterminare" şi nu pe acela de „relaţii de incertitudine", termen folosit adesea şi care, după părerea mea, are un caracter prea subiectiv.

[2] Aceasta se datorează faptului că variabila timp t joacă rolul unui „parametru", rol deosebit de acela jucat de coordonatele spaţiale x, y, z.

verificat. Să luăm exemplul clasic citat de Heisenberg însuși: să presupunem că am măsurat cu o mare precizie cantitatea de mișcare $\vec{P}$ a unui corpuscul — printr-o metodă pe care nu o specificăm — și să ne propunem să măsurăm imediat după aceasta poziția sa cu cea mai mare precizie posibilă. Un mijloc de a o face este să examinăm corpusculul la microscop. Știm că „puterea de rezoluție" a unui microscop (dimensiunea celui mai mic amănunt observabil) este limitată. Mărimile fundamentale care intervin pentru a determina această putere separatoare sînt lungimea de undă, λ, a luminii folosite și deschiderea numerică $n \sin \theta$ a obiectivului, n fiind indicele de refracție al mediului unde se află obiectul examinat, aer sau lichid de imersie iar θ fiind unghiul maxim de deschidere a fasciculului luminos folosit. Această putere de separare este dată de formula binecunoscută:

$$\Delta x = \frac{\lambda}{2n \sin \theta}.$$

În cazurile cele mai favorabile, deschiderea numerică $n \sin \theta$ poate să atingă valori de ordinul unității și avem atunci: $\Delta x \approx \frac{\lambda}{2}$.

Această putere separatoare, egală cu jumătate din lungimea de undă a luminii folosite, reprezintă deci limita preciziei cu care putem măsura la microscop poziția x a unui corpuscul. Dar pentru ca această măsurătoare să aibă loc trebuie ca traiectoria luminii să fie modificată de prezența corpusculului, înainte de a ajunge la ochi. Trebuie deci ca cel puțin un foton să fie deviat din drumul său de către corpuscul pentru a ne face cunoscută existența și poziția acestuia. Fotonul ciocnindu-se cu corpusculul suferă din cauza acestui șoc o schimbare a cantității sale de mișcare, egală cu $\frac{h\upsilon}{c}$ sau $\frac{h}{\lambda}$. Într-o ciocnire, vectorul $\vec{P}$ al fotonului poate fi inversat și, ca

urmare a conservării cantității de mișcare în timpul ciocnirii, corpusculul, la rîndul său, va suferi și el o variație a cantității sale de mișcare, variație cuprinsă între 0 și $2h/\lambda$, fără ca să putem cunoaște valoarea ei exactă.

În timpul măsurării poziției sale, x, și ca urmare a acestei măsurări, componenta P_x a cantității de mișcare a corpusculului a suferit deci, de asemenea, o variație a cărei valoare exactă o ignorăm, dar care este de ordinul $\Delta P_x = \frac{2h}{\lambda}$. Chiar dacă, înaintea măsurării lui x, cunoșteam perfect pe P_x ceea ce nu este cazul — această cunoaștere este acum umbrită de o nedeterminare de ordinul $\Delta P_x = \frac{2h}{\lambda}$. Să formăm produsul:

$$\Delta x \cdot \Delta P_x = \frac{\lambda}{2} \times \frac{2h}{\lambda} = h .$$

Vedem că acest produs este egal cu h și nu poate să-i fie inferior. Îi este chiar fără îndoială superior dacă ținem seama de faptul că măsurarea lui P_x, care a precedat pe aceea a lui x, n-a putut să dea un rezultat exact. Putem deci scrie:

$$\Delta x \cdot \Delta P_x > h.$$

În legătură cu acest exemplu, vedem — iar analiza tuturor celorlalte exemple o arată de asemenea — că orice măsurătoare a unei mărimi a unui sistem microfizic este o intervenție a observatorului și produce o alterare a acestui sistem.

Orice măsurare a poziției x a unui corpuscul cu o aproximație Δx atrage o modificare ΔP_x a cantității sale de mișcare astfel încît produsul celor două „imprecizii" Δx și ΔP_x este cel puțin de ordinul de mărime al lui h. Reciproc, se poate arăta că orice măsurare a cantității de mișcare P_x a unui corpuscul cu o aproximație de ΔP_x atrage o incertitudine Δx asupra poziției corpusculului, astfel încît produsul $\Delta x \cdot \Delta P_x$ este din nou de ordinul de mărime al lui h.

O noţiune folositoare: spaţiul fazelor

În spaţiul nostru obişnuit, cu trei dimensiuni, avem obiceiul să introducem un sistem de coordonate trirectangular, x, y, z, care serveşte drept reper pentru a defini poziţia unui corpuscul care se găseşte în punctul M, de coordonate x, y, z (fig. 20). În realitate, din cauza relaţiilor de nede-

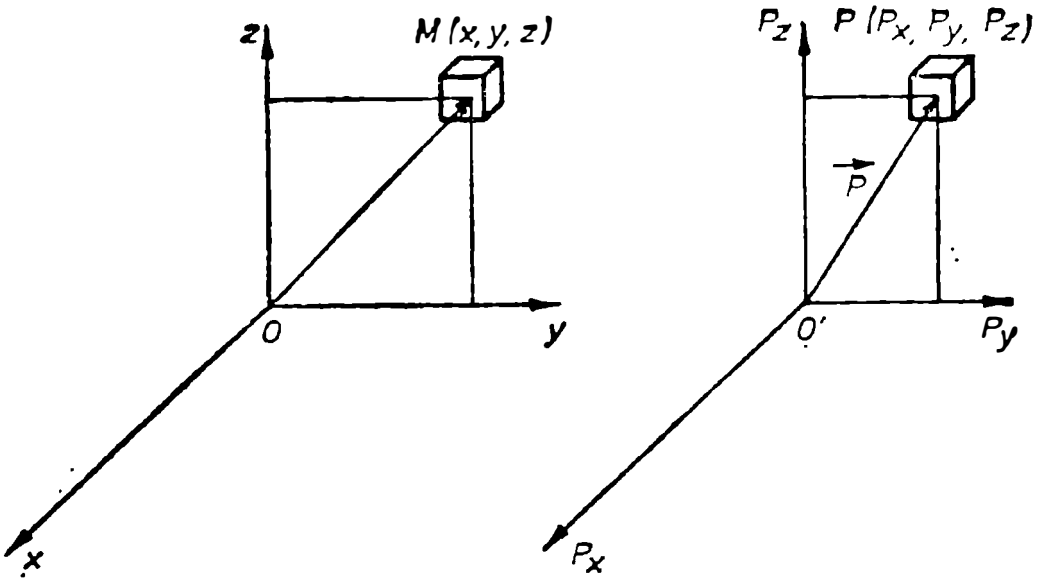


Fig. 20

terminare, nu cunoaştem poziţia punctului M decît cu o aproximaţie Δx, Δy şi Δz. Putem construi în jurul lui M un mic paralelipiped de laturi Δx, Δy şi Δz. Dat fiind că Δx, Δy, Δz sînt aproximaţiile cu care — după anumite măsurători — cunoaştem poziţia corpusculului, putem afirma că corpusculul se găseşte în interiorul acestui mic paralelipiped, dar nu ştim în mod precis unde se află. Numai o nouă măsurătoare a poziţiei sale ne-ar putea permite să o precizăm.

Pe de altă parte, putem să imaginăm un spaţiu simbolic cu trei dimensiuni numit „spaţiul vectorului $\vec{P}$“ în care, plecînd de la o origine O', plasăm vectorul cantitate de mişcare $\vec{P}$ a corpusculului. Dacă introducem în acest spaţiu nişte axe P_x, P_y, P_z, paralele respectiv cu axele x, y, z din primul spaţiu, proiecţiile vectorului $\vec{P}$ pe aceste

axe vor reprezenta componentele P_x, P_y, P_z ale cantității de mișcare a corpusculului.

Extremitatea P a vectorului $\vec{P}$ va reprezenta valoarea acestui vector în acest nou spațiu. Deoarece știm că și aici, după anumite măsurători, componentele P_x, P_y, P_z nu sînt cunoscute decît cu o imprecizie ΔP_x, ΔP_y, ΔP_z putem să construim în jurul punctului P un mic paralelipiped de laturi ΔP_x, ΔP_y, ΔP_z. Se poate afirma că extremitatea vectorului $\vec{P}$ se află în interiorul volumului acestui paralelipiped, fără să știm unde anume se află în mod precis.

Cu puțină imaginație, putem construi acum un spațiu simbolic cu șase dimensiuni care, într-un fel, este produsul celor două spații precedente și care are șase axe de coordonate x, y, z, P_x, P_y, P_z.

Dacă am cunoaște perfect starea unui corpuscul, adică poziția și cantitatea sa de mișcare, $\vec{P}$, această stare ar fi reprezentată printr-un punct Q în hiperspațiul nostru cu șase dimensiuni pe care îl vom numi „spațiul fazelor“[1]. Dar, din cauza impreciziilor Δx, Δy, Δz pe de o parte și a impreciziilor ΔP_x, ΔP_y, ΔP_z pe de altă parte, tot ceea ce putem afirma este că punctul Q, punct reprezentativ al stării unui corpuscul, se găsește în acest spațiu în interiorul unui paralelipiped cu șase dimensiuni de hipervolum $\Delta x\ \Delta y\ \Delta z\ \Delta Px\ \Delta Py\ \Delta Pz$, acest hipervolum fiind într-un anume fel produsul volumelor celor două mici paralelipipede $\Delta x\ \Delta y\ \Delta z$ și $\Delta P_x\ \Delta P_y\ \Delta P_z$ din din cele două spații precedente cu trei dimensiuni.

Dacă aplicăm acum acestui paralelipiped din spațiul fazelor relațiile lui Heisenberg, desemnînd hipervolumul său cu șase dimensiuni prin τ, găsim că:

$$\tau = \Delta x\ \Delta y\ \Delta z\ \Delta\ P_x\ \Delta P_y\ \Delta P_z \geqslant h^3.$$

---

[1] Această denumire introdusă de fizicianul american Gibbs nu are nimic comun cu „faza“ unei vibrații.

În cazul cel mai favorabil, atunci cînd imprecizîile sînt cele mai mici compatibile cu relaţiile de nedeterminare, avem:

$$\tau = h^3.$$

Un element de hipervolum al spaţiului fazelor egal cu h^3 se numeşte o „celulă" a spaţiului fazelor.

Putem considera spaţiul fazelor împărţit în celule, fiecare de întindere h^3.

Cea mai bună localizare pe care putem spera să o obţinem pentru un corpuscul, cu ajutorul măsurătorilor celor mai precise, este să determinăm în care celulă a spaţiului fazelor se află punctul său figurativ, Q. Nu putem localiza mai mult aşezarea corpusculului în interiorul celulei. Atunci cînd, în particular, două sau mai multe corspuscule se află în aceeaşi celulă a spaţiului fazelor, coordonatele lor de poziţie şi de viteză nu se mai pot deosebi.

Semnificaţia undei de Broglie-Schrödinger. Dualitate sau complementaritate?

În 1923, cînd Louis de Broglie a introdus pentru prima oară în fizică conceptul de natură ondulatorie a materiei, ideea sa iniţială consta în asocierea unui corpuscul, element fizic punctual, ω o undă avînd o anumită întindere în spaţiu, adică în considerarea corpusculului şi a undei ca două elemente fizice distincte, dar strîns legate unul de celălalt prin relaţiile fundamentale $E = \hbar\omega$ şi $\vec{P} = \hbar\vec{k}$, corpusculul constituind într-un anumit sens „un punct singular" în cadrul undei. El a arătat că, în aproximaţia corespunzînd dinamicii clasice, traiectoria corpusculului este normală pe fronturile de undă. Această viziune corespunde noţiunii de „dualitate" dintre undă şi corpuscul (două elemente fizice distincte, dar strîns asociate).

Această interpretare avea să fie modificată prin ceea ce numim astăzi „interpretarea de la Co-

penhaga", rezultat al discuțiilor dintre Bohr, Heisenberg, Born și Pauli. Iată raționamentul.

Din relațiile de nedeterminare ale lui Heisenberg rezultă că nu putem cunoaște poziția unui corpuscul decît cu o nedeterminare Δx, Δy, Δz care corespunde în spațiul nostru volumului paralelipipedului $\Delta x\ \Delta y\ \Delta z$. Or, acest volum este chiar acela ocupat de grupul de unde asociat corpusculului, ceea ce este conform cu postulatul lui Born după care pătratul amplitudinii funcției de undă într-un punct dat x, y, z reprezintă probabilitatea de a găsi acolo corpusculul atunci cînd se face o măsurătoare. Pe de altă parte, am văzut că undele care compun acest grup de unde au vectori $\vec{k}$ care se întind pe un interval Δk_x, Δk_y, Δk_z determinat de relațiile lui Fourier. Putem construi un spațiu al vectorilor $\vec{k}$. Extremitățile vectorilor $\vec{k}$ ale diferitelor unde monocromatice care compun grupul ocupă acolo volumul unui mic paralelipiped Δk_x, Δk_y, Δk_z. Trebuie să observăm că punctele spațiului vectorilor $\vec{k}$ sînt legate de punctele spațiului vectorilor P prin relația de omotetie, $\vec{P} = \hbar k$. Întinderea grupului de unde asociat unui corpuscul în spațiul obișnuit x, y, z și în spațiul vectorilor $\vec{k}$ reprezintă deci, la un moment dat, cunoașterea noastră limitată, imprecisă, a stării corpusculului. În consecință, acest grup de unde, descris de funcția de undă Schrödinger nu apare ca o entitate fizică distinctă de corpuscul, ci ca o reprezentare vizuală geometrică a cunoștințelor noastre limitate despre starea corpusculului.

Rezumînd această interpretare, „corpuscul" și „undă" reprezintă un element unic care ne apare cînd corpuscul (de pildă atunci măsurăm reculul suferit de o țintă de care se lovește acest corpuscul) și cînd undă (atunci cînd studiem repartiția spațială a corpusculilor și mai ales cînd observăm franje de interferență sau de difracție).

Aceste două aspecte, corpuscular și ondulatoriu, ar fi contradictorii dacă relațiile de nedeterminare nu ar veni să limiteze domeniul de aplicare al unui „model vizual" și al celuilalt. Comportarea acestui element fizic unic pe care Heisenberg îl numește „undă corpusculară" și pe care am putea să-l numim „onduscul", este descrisă fără echivoc de către ecuațiile matematice ale mecanicii cuantice și de către funcția de undă a lui Schrödinger. Greutățile pe care le întîmpinăm în împăcarea modelului corpuscular cu modelul ondulatoriu se datorează faptului că organele noastre de simț și limbajul nostru s-au exersat și s-au dezvoltat din copilărie prin studiul obiectelor de la scara noastră și nu sînt adaptate să descrie elementele fizice la scară atomică. Această necesitate de a folosi două modele vizuale diferite, atunci cînd încercăm să ne facem o reprezentare concretă a evenimentelor microfizicii, a fost caracterizată de Niels Bohr prin termenul de „complementaritate". Aspectul corpuscular și aspectul ondulatoriu sînt două reprezentări „complementare" ale unui aceluiași element fizic, „onduscul"[1].

Relațiile de nedeterminare și atomul

Să încercăm acum să aplicăm relațiile de nedeterminare unui electron din învelișul unui atom, de exemplu electronului unic al atomului de hidrogen.

Vom presupune că poziția atomului în spațiu este cunoscută. Știm deci că poziția electronului este limitată în atom la distanțe de ordinul unui angström. Imprecizia asupra coordonatei x a electronului este astfel de ordinul $\Delta x = 1\text{Å} = 10^{-8}$ cm*.

[1] Dacă adoptăm punctul de vedere unitar, trebuie să evităm termenul de undă „asociată" corpusculului și să preferăm termenul de undă „reprezentînd" corpusculul.

* Dacă am vrea să cunoaștem locul unde se găsește electronul în atom cu o precizie mai bună, ar trebui —

Conform cu relațiile lui Heisenberg, nedeterminarea asupra vectorului $\vec{P}$ al electronului este de cel puțin:

$\Delta P_x = \frac{h}{\Delta x}$, iar imprecizia asupra vectorului viteză:

$$\vec{v} = \frac{\vec{P}}{m_0} \text{ este } \Delta v_x = \frac{h}{m_0 \Delta x}.$$

Dacă se face calculul introducînd valorile numerice ale lui h și m se găsește că:

$$\Delta v_x = 7 \cdot 10^8 \text{ cm/s.}$$

Valoarea enormă, egală cu 2% din viteza luminii. Or, în modelul atomic al lui Niels Bohr, viteza electronului pe traiectoria sa circulară fundamentală, $n = 1$, este tocmai de acest ordin de mărime. Nedeterminarea asupra vitezei electronului rezultă deja din faptul că noi știm că electronul este „undeva" într-un atom cu dimensiunea de 1Å. Dacă am vrea să precizăm, în plus și locul unde se găsește electronul pe traiectoria sa, făcînd pe Δx mai mic, Δv_x care variază proporțional cu $\frac{1}{\Delta x}$ ar deveni încă și mai mare. Aceasta înseamnă a spune că relațiile de nedeterminare fac ca modelul vizual de „traiectorie electronică" să piardă orice sens fizic în interiorul atomului.

Schrödinger a calculat funcția de undă $\psi\,(xyz)$ a electronului atomului de hidrogen în starea fundamentală $n = 1$. Această funcție de undă are simetrie sferică și se întinde în jurul nucleului pînă la o distanță de ordinul a 1Å. Această stare fundamentală a atomului de hidrogen apare deci ca o stare izotropică de moment cinetic nul ($l = 0$), rezultat incompatibil cu modelul unei traiectorii.

---

cum ne-a arătat-o discuția cu microscopul — să folosim o radiație cu lungime de undă mai mică de 2Å, adică radiații X. Astfel de radiații ionizează atomul, expulzînd un electron, a cărui poziție nu ne-ar mai fi cunoscută după această încercare de măsurare.

Dacă încercăm să ne facem un model vizual despre această stare, trebuie să ne-o reprezentăm ca un „nor electronic" înconjurînd nucleul în mod izotrop și întinzîndu-se cu o densitate descrescătoare (corespunzînd în fiecare punct pătratului funcției de undă) pînă la o distanță de nucleul central de ordinul a 1 Å.

Revenire asupra experienței orificiilor lui Young

Relațiile de nedeterminare ne obligă să renunțăm, pentru electronii din interiorul unui atom, la noțiunea de traiectorie și, în consecință, la modelul primitiv al lui Bohr, care considera atomul ca un mic sistem solar în care electronii descriu „orbite" în jurul nucleului. În interiorul atomului, electronul nu este localizabil pe o orbită. El umple un anume volum în jurul nucleului, volum definit prin funcția lui Schrödinger. În interiorul atomului, corpusculul a devenit „onduscul".

Vom vedea că, atunci cînd un corpuscul se deplasează în mod liber în spațiu, cu atît mai mult nu avem posibilitatea să menținem conceptul de traiectorie. Să reluăm, într-adevăr, experiența cu cele două orificii ale lui Young, referindu-ne la figura 8. Să presupunem că experiența este făcută cu electroni care părăsesc sursa S unul cîte unul, trec prin cele două orificii S_1 și S_2 ale diafragmei F' și formează pe ecranul E franje de interferență obținută efectiv cu electroni. Ecranul E poate fi o placă fotografică pe care fiecare electron produce un grăunte negru de argint, sau un ecran fluorescent pe care ecranul produce în punctul de ciocnire o scînteiere observabilă cu ochiul liber.

Vom reface figura presupunînd că sursa S, care emite electroni este situată foarte departe la stînga, astfel încît fasciculul de electroni care ajunge pe placa F' să fie practic paralel cu axa Ox iar unda care ajunge pe diafragma F' să fie asimilabilă cu o undă plană avînd planul de undă

perpendicular pe Ox și paralel cu planul diafragmei, F. Figura de mai jos corespunde acestui caz (fig. 21).

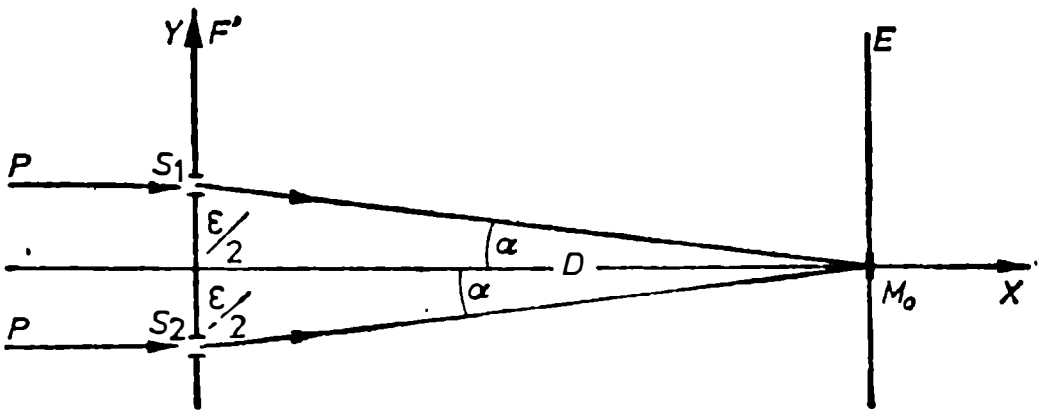


Fig. 21

Amintim că lungimea de undă de Broglie asociată electronilor este dată de formula $\lambda = \frac{h}{P}$, P fiind modulul vectorului cantitate de mișcare, acest vector fiind aici paralel cu Ox. Să amintim în afară de aceasta că P este dat în funcție de diferența de potențial V, care a servit la accelerarea electronilor, prin formula $P = 2\sqrt{m_0 e V}$ unde m_0 este masa și e sarcina electronilor. În sfîrșit, echidistanța franjelor pe ecranul E este dată de:

$$i = \lambda \frac{D}{\xi},$$

D fiind distanța dintre diafragma F' și ecranul E, iar ξ fiind distanța dintre cele două orificii, S_1 și S_2, de pe F'.

Dacă folosim „modelul ondulatoriu" nu avem nici o dificultate ca să înțelegem formarea franjelor pe ecranul E: unda plană reprezentînd fiecare electron atinge simultan cele două orificii, S_1 și S_2, care devin surse de vibrații sincrone pentru spațiul situat la dreapta diafragmei F'. Franjele pe care le observăm pe ecranul E sînt produse tocmai de suprapunerea celor două unde ieșite prin S_1 și S_2.

Dar cum trebuie oare să explicăm această experiență în limbajul corpuscular? Știm că electronii

care se succed unul după altul și care produc pe ecranul E scînteieri ce se deosebesc clar unele de altele în timp, au fiecare o masă m_0 și o sarcină indivizibilă e. Nu s-au observat niciodată sarcini care să fie submultipli ai lui e. Dacă menținem ideea de corpuscul, sîntem deci nevoiți să admitem că fiecare electron a cărui scînteiere o observăm pe ecranul E a trecut fie prin orificiul S_1 fie prin orificiul S_2. Trebuie să respingem ideea că electronul s-ar fi tăiat în două și o parte din el ar fi trecut prin orificiul S_1 și altă parte prin orificiul S_2. Corpusculul de sarcină indivizibilă e nu a putut trece decît printr-unul din cele două orificii. Atunci care este rolul pe care îl joacă celălalt orificiu în timpul acestei treceri? Totuși, dacă închidem unul dintre orificii, franjele dispar. Punctele de ciocnire ale electronilor formează atunci pe ecranul E o pată uniformă.

Putem încerca să facem o experiență pentru a afla prin care orificiu trece fiecare electron, atunci cînd ambele orificii sînt deschise. Să considerăm de exemplu electronii care ajung să formeze pe ecranul E franja centrală care trece prin M_0. Dacă electronul vine din orificiul superior S_1 și se îndreaptă către M_0 trecînd prin acest orificiu, el a fost difractat către partea de jos și a căpătat prin aceasta o componentă a cantității de mișcare paralelă cu axa Oy, egală cu:

$$\Delta P_y = -P \sin \alpha.$$

Unghiul α fiind foarte mic, mai putem scrie:

$$\Delta P_y = -P t_g \alpha = -\frac{y}{\lambda} \cdot \frac{\xi}{2D} = -\frac{h}{2i},$$

i fiind egal cu distanța dintre franje pe ecranul E. Dacă, dimpotrivă, electronul vine către M_0 din orificiul inferior, S_2, el a căpătat o componentă a cantității de mișcare, paralelă cu Oy, egală cu:

$$\Delta P_y = \frac{h}{2i}.$$

În primul caz, ca urmare a principiului de egalitate a acțiunii și reacțiunii, placa F' cu orificiile

va suferi o împingere către partea de sus care îi transmite o cantitate de mișcare:

$$\Delta P_y = \frac{h}{2i}.$$

În al doilea caz, dimpotrivă atunci cînd electronul trece prin orificiul S_2, placa va resimți o forță de împingere în jos care îi transmite o cantitate de mișcare:

$$\Delta P_y = -\frac{h}{2i}.$$

Putem încerca să măsurăm acest „impuls de recul" suferit de placa F' la fiecare trecere a unui electron suspendînd această placă de niște resorturi sensibile, astfel încît să se poată mișca pe direcția verticală. Aceasta ne-ar permite să observăm sensul reculului pe care ea îl suferă atunci cînd un electron trece printr-unul dintre orificii. Și astfel am ști prin care orificiu a trecut electronul.

În acest scop, trebuie să putem măsura cantitatea de mișcare P_y a plăcii F' în direcția O_y cu o eroare mai mică decît $\pm \frac{h}{2i}$. Dar știm că aplicînd plăcii F' relația de nedeterminare, aceasta are ca rezultat o imprecizie $\Delta y = \frac{h}{\Delta P_y} = \pm 2i$ pentru coordonata y a plăcii.

În aceste condiții, mijlocul O al segmentului S_1S_2 și centrul M_0 al franjei centrale sînt afectate de o nedeterminare egală cu $2i$ în direcția Oy, și de aici trebuie să tragem concluzia că franjele de echidistanță i vor fi complet șterse. *Orice încercare de a determina prin care din cele două orificii trece fiecare electron duce la distrugerea franjelor.*

Electronul se manifestă ca un corpuscul în momentul în care părăsește sursa: (aceasta suferă atunci un recul observabil în principiu) și electronul se manifestă din nou ca un corpuscul în momentul în care produce o scînteiere într-un punct determinat al ecranului E; dar dacă experiența este făcută astfel încît să ne permită să observăm

franjele, nu știm prin care orificiu a trecut fiecare electron. În timpul dintre cele două momente în care electronul se manifestă, la plecarea din S și la sosirea pe ecranul E, electronul nu se comportă ca un corpuscul, ci ca un onduscul. Trebuie să renunțăm să-i fixăm o traiectorie în spațiu și să renunțăm să știm prin care anume orificiu a trecut.

Nedeterminismul microfizicii

Fără nici o îndoială există aici o dificultate pentru înțelegerea noastră. Bunul simț ne spune că electronul, particulă de sarcină indivizibilă, nu a putut să treacă decît fie printr-un orificiu, fie prin celălalt, și nu prin amîndouă în același timp. Dar mecanica cuantică ne arată că atunci cînd obținem franje pe ecranul E, cele două orificii joacă un rol simetric la trecerea fiecărui electron. Sîntem obligați să tragem concluzia că între cele două momente în care electronul interacționează cu materia, între momentul în care el părăsește sursa S și momentul în care produce o scînteiere într-un punct al ecranului E, dacă nu se comportă ca un corpuscul, el se comportă ca o undă.

Faptul că între două momente de observație succesive nu putem atribui o traiectorie unui corpuscul microfizic ne obligă să ne punem întrebarea: ce înțeles are conceptul de „realitate obiectivă“ la scară atomică? Trebuie să recunoaștem că acest lucru ne scapă. Ne putem face modele vizuale despre această realitate, model corpuscular sau model ondulatoriu, modele care sînt subiective în sensul că sînt legate strict de ceea ce se observă. Desfășurarea a „ceea ce se petrece“ în afara momentelor discontinui de observație ne scapă. Această evoluție între două observații succesive a unui sistem microfizic în funcție de timp este descrisă fără echivoc pe plan matematic prin evoluția funcției de undă, adică prin evoluția spațio-temporală a „grupului de unde“ sau a „pachetului de unde“ reprezentînd cunoștințele

noastre despre starea corpusculului. Starea acestui grup de unde la un moment ulterior ne informează, prin întinderea sa spațială, asupra probabilității de a localiza, printr-o nouă măsurătoare, locul în care se găsește atunci corpusculul. Prin întinderea vectorului $\vec{k}$ al undelor grupului, ea ne informează asupra probabilității de a găsi o astfel de valoare cuprinsă în zona de întindere $\Delta\vec{P} = \hbar\Delta\vec{k}$, atunci cînd căutăm să măsurăm vectorul cantitate de mișcare, $\vec{P}$, al corpusculului.

Mecanica cuantică nu poate deci să prevadă pentru starea viitoare a unui corpuscul decît probabilitatea de a găsi corpusculul într-un anume volum spațial, vectorul său cantitate de mișcare, $\vec{P}$, fiind într-un anumit volum mai mult sau mai puțin întins al spațiului vectorilor $\vec{P}$, această extindere fiind determinată de starea grupului de unde la un moment dat. Nu mai există deci determinism în sensul pe care fizica clasică îl dă acestui concept. Cu toate acestea, determinismul reapare atunci cînd se studiază comportarea unui mare număr de corpusculi a căror stare este descrisă prin aceeași funcție de undă. Din postulatul lui Bohr, aplicat fiecărui corpuscul rezultă că pătratul amplitudinii funcției de undă reprezintă densitatea de corpusculi în fiecare punct al spațiului la un moment dat.

Un alt exemplu de nedeterminare: transmutația radioactivă

Acest contrast între determinism la scară macroscopică și nedeterminism la scară atomică se manifestă într-un mod deosebit de izbitor în radioactivitate. Radioactivitatea unui element chimic radioactiv, de exemplu radiul constă într-o transmutare într-un alt element, radon, după reacția

$$^{226}_{88}\mathrm{Ra} \rightarrow {}^{222}_{86}\mathrm{Rn} + {}^{4}_{2}He,$$

ionul de heliu format în același timp cu atomul de radon fiind expulzat sub formă de particulă α, cu o mare energie cinetică.

Legea descreșterii radioactive în funcție de timp este o lege exponențială. Dacă N_0 reprezintă numărul de atomi de radiu existent la momentul $t_0 = 0$, numărul N de atomi care nu s-au dezintegrat încă la un moment ulterior t este dat de formula:

$$N = N_0 \, exp\left(-\frac{t}{\tau}\right).$$

Constanta τ care guvernează procesul de dezintegrare radioactivă, are o valoare caracteristică pentru fiecare radio element și reprezintă intervalul de timp la capătul căruia din numărul inițial de atomi radioactivi rămîne fracțiunea $\frac{1}{e} = \frac{1}{2{,}718}$.

Se preferă adesea să se caracterizeze un radioelement prin intervalul de timp τ' la capătul căruia s-a dezintegrat jumătate din atomi. Cele două constante τ și τ' sînt legate prin relația:

$$\tau' = \frac{\log 2}{\log e} = 0{,}693 \ \tau.$$

Pentru radiu, $\tau = 2280$ ani și $\tau' = 1580$ ani. Se mai poate spune că numărul de atomi dintr-un radioelement descrește în funcție de timp după o progresie geometrică. Dacă într-un eșantion de radiu sînt prezenți, la timpul $t_0 = 0$, N_0 atomi, după un timp $\tau' = 1580$ ani nu vor rămîne decît jumătate, $\frac{N_0}{2}$, după un timp 2τ, jumătatea jumătății, $\frac{N_0}{4}$, și așa mai departe.

Legea de descreștere menționată mai permite să se calculeze care este numărul de atomi ΔN dintr-o probă radioactivă care se vor dezintegra într-o secundă. Dacă proba conține la un moment dat N atomi, proporția de atomi care se vor dezintegra în timpul fiecărei secunde este dată prin relația simplă: $\frac{\Delta N}{N} = \frac{1}{\tau}$, unde constanta de timp

τ este exprimată în secunde. Astfel, pentru radiu $\tau = 2280$ ani $= 7{,}18 \cdot 10^{10}$ secunde.

Dacă dispunem, de exemplu, de o probă de radiu reprezentînd a suta mia parte dintr-un atom-gram, adică 2,26 miligrame, conținînd un număr de atomi egal cu a suta mia parte din numărul lui Avogadro, adică $N = 6{,}02 \cdot 10^{18}$, numărul de atomi care se dezintegrează aici într-o secundă este:

$$\Delta N = \frac{6{,}02 \cdot 10^{18}}{7{,}18 \cdot 10^{10}} = 0{,}84 \cdot 10^{8}.$$

O astfel de probă va emite deci în mod uniform aproape o sută de milioane de radiații α pe secundă, după o lege care are un aspect riguros determinist. Acest aspect determinist al legii de descreștere se datorează numărului foarte mare de atomi de radiu prezenți în probă.

Dar dacă diluăm această probă într-un volum foarte mare de substanță și, dacă luăm o mică fracțiune din această substanță care, dacă este omogenă, trebuie să conțină vreo zece atomi de radiu, este absolut imposibil să prevedem după cît timp se va dezintegra fiecare din acești atomi individuali. Putem doar să prevedem că sînt șanse ca jumătate dintre ei să se dezintegreze la capătul unui mileniu și jumătate. Evenimentul microfizic individual este nedeterminat și scapă posibilităților noastre de previziune.

Această nedeterminare a unui eveniment microfizic poate fi transpusă la scară macroscopică. Să luăm a zecea parte din această probă care în medie conține în jur de zece atomi de radiu. Aceasta va conține unul, doi, trei sau poate nici un atom de radiu, nu putem să o știm căci, în acest caz, întîmplarea joacă un rol esențial.

Putem să încorporăm această mică probă într-un cristal scintilator în care emisia unei radiații α să producă o scintilație care provoacă la rîndul ei un semnal într-un fotomultiplicator. Acest semnal poate fi folosi la declanșarea exploziei unei bombe cu hidrogen.

Dacă am suspenda ansamblul unui astfel de dispozitiv în vîrful turnului Eiffel, am supune populația aglomerării pariziene unei „judecăți divine" a cărei scadență este omenește imprevizibilă. Evident că nu recomand realizarea unui astfel de proiect. Am citat doar acest exemplu pentru a convinge temeinic cititorul de imposibilitatea în care se află fizicianul de a prevedea un eveniment microfizic — individual și pentru a-i arăta, de asemenea, că nedeterminarea care caracterizează microfizica se poate traduce, dacă e cazul, printr-o nedeterminare la scară macroscopică.

Analiza pe care tocmai am făcut-o ne arată că un corpuscul — microfizic — foton, electron, neutron, proton, atom sau moleculă — nu posedă proprietatea pe care o putem numi „existență permanentă".

Indiscernabilitatea elementelor microfizice

Trebuie să împingem și mai departe deosebirea dintre un obiect la scara noastră și un element fizic al microfizicii. În timp ce obiectele la scara noastră sînt obiecte discernabile individual, pe care știm să le deosebim unele de altele, elementele microfizicii, doi atomi de heliu, de exemplu, sînt „indiscernabile". Ce trebuie să înțelegem prin aceasta?

Într-un grup de oameni, două persoane nu sînt niciodată complet asemănătoare, le deosebim dîndu-le nume diferite. Se poate ca, în cazuri excepționale, deosebirea să fie anevoioasă. Asemănarea dintre doi frați gemeni este adesea atît de mare încît persoane străine de familie nu-i pot deosebi. Să ne închipuim incidentul următor: doi gemeni se nasc unul după altul, și să-i numim nr. 1 și nr. 2. Să presupunem că moașa îi pune împreună să-i spele în aceeași băiță, că are un moment de neatenție și că nu mai știe care este nr. 1 și care este nr. 2. Nu mai există atunci nici un mijloc să o afle.

Or, dacă o astfel de stare de lucruri este rară, în relațiile omenești, în schimb așa se întîmplă *întotdeauna* cu două sau mai multe elemente microfizice. Putem încerca să identificăm doi corpusculi de același fel, de exemplu doi atomi de heliu nr. 1 și nr. 2, urmărind evoluția fiecăruia în funcție de timp. Putem deosebi cei doi corpusculi atît timp cît cele două pachete de unde care descriu evoluția lor respectivă sînt separate unul de celălalt în spațiul xyz și în spațiul vectorilor P — adică și în spațiul fazelor. Dar dacă cele două pachete de undă ajung să se acopere și într-un spațiu și în celălalt pentru a se despărți apoi din nou, sîntem în imposibilitate să știm care este pachetul de unde al atomului nr. 1 și care este acela al atomului nr. 2. În special cînd coordonatele x, y, z, și P_x, P_y, P_z ale mai multor corpusculi se află în interiorul unei aceeași celule din spațiul fazelor, acești corpusculi devin indiscernabili. Nu mai avem nici o posibilitate să-i deosebim unul de celălalt. Această indiscernabilitate a elementelor microfizice are consecințe importante pentru comportarea statistică a particulelor. „Legile hazardului" sînt într-adevăr cu totul diferite pentru obiectele discernabile și pentru corpusculii nediscernabili. Să luăm un exemplu: să presupunem că avem de repartizat patru bile numerotate 1, 2, 3, 4 între patru compartimente diferite A, B, C, D (fig. 22) și să ne întrebăm în cîte feluri deosebite putem să realizăm următoarele două repartiții:

I. *Toate bilele sînt împreună în același compartiment A.*

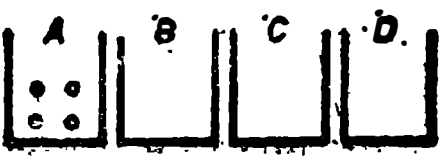


Fig. 22 a

II. *Există o bilă în fiecare din compartimentele A, B, C și D.*

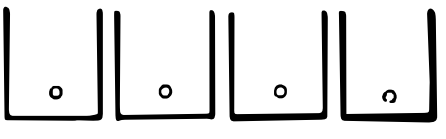


Fig. 22 b

Este evident că repartiția I nu se poate realiza decît într-un singur fel, în timp ce repartiția II se poate realiza în 24 de feluri diferite, acest număr fiind dat de numărul permutărilor diferite ale celor patru cifre 1, 2, 3 și 4[1]. Spunem că pentru obiecte discernabile repartiția *II* este de 24 de ori mai probabilă decît repartiția I. Această probabilitate se manifestă în jocurile de noroc. Astfel, dacă la bîlci jucăm la roata norocului, iar dacă roata are patru sectoare egale și dacă avem dreptul la patru trageri, avem de 24 de ori mai multe șanse să vedem roata că se oprește succesiv la patru sectoare diferite decît să o vedem că se oprește de patru ori la un sector dat, de exemplu sectorul *A* care corespunde lozului cel mare. Dacă jucăm un mare număr de ori patru trageri, vom constata că numărul de ori în care vom realiza combinația II va fi de 24 de ori mai frecvent decît numărul de ori în care vom realiza combinația I. Să presupunem acum că avem de-a face cu particule atomice indiscernabile de repartizat între patru celule din spațiul fazelor. În acest caz, repartiția II ca și repartiția I nu pot să se realizeze decît într-un singur fel. Aceste două repartiții sînt la fel de probabile.

Atunci cînd numărul de particule n de repartizat devine foarte mare, diferența în comportarea statistică a obiectelor discernabile și a corpusculilor indiscernabili devine de-a dreptul izbitoare. Cînd particule microfizice se găsesc în dreptul unor celule din spațiul fazelor, unele goale, iar altele cuprinzînd particule, totul se petrece ca și cînd forțe de atracție misterioase le-ar orienta de preferință către celulele deja ocupate, aceste forțe fiind cu atît mai mari, cu cît numărul de particule deja prezent într-o celulă este mai mare.

---

[1] Numărul de permutări de n obiecte este egal cu $n!$ (factorial de n) $= 1 \times 2 \times 3 \times \ldots (n-1) \times n$.
Pentru $n = 4$, $4! = 1 \cdot 2 \cdot 3 \cdot 4 = 24$.
Pentru $n = 10$, $10! = 3\,628\,800$.

De fapt aceste forțe de atracție nu există decît în închipuirea noastră, pentru că avem tendința să comparăm comportarea corpusculilor atomici cu aceea a obiectelor vizuale cu care sîntem obișnuiți. Din contra, trebuie să ne familiarizăm cu ideea că proprietățile corpusculilor microfizicii sînt radical diferite de proprietățile „obiectelor" la scara noastră.

Bosoni și fermioni

Comportarea statistică a corpusculilor microfizicii pe care tocmai am descris-o nu este aceea a tuturor corpusculilor, ci este numai aceea a corpusculilor pe care fizicianul îi desemnează sub numele de „bosoni". Se numesc astfel corpusculii sau sistemele de corpusculi al căror spin este un număr întreg (0 sau 1 sau 2 etc.). Din această categorie fac parte fotonii de lumină[1], atomul neutru de hidrogen, deutonul (nucleul de deuteriu), atomul de heliu etc.

Atunci cînd corspusculii sau sistemele corpusculare au un spin semiîntreg, ei se numesc „fermioni". Comportarea lor statistică este foarte diferită. Ea este guvernată de *principiul de excluziune al lui Pauli*. „O aceeași celulă din spațiul fazelor nu poate conține decît cel mult doi fermioni de același fel și aceasta cu condiția ca vectorii lor de spin să fie opuși".

Printre fermioni, trebuie să citățm electronul (spin 1/2) protonul (spin 1/2), neutronul (spin 1/2), atomul neutru de deuteriu (spin 1/2 sau 3/2) etc. Dacă ținem să comparăm comportarea statistică a fermionilor cu aceea a obiectelor macroscopice, trebuie să spunem că totul se petrece ca și cînd

[1] Comportarea statistică a fotonilor ca bosoni este aceea care se află la baza funcționării „laserilor". Vom reveni mai tîrziu asupra acestui punct.

între doi fermioni ai căror vectori spin sînt orientaţi în acelaşi sens, ar exista forţe de repulsie care îi împiedică să se adune într-o aceeaşi celulă din spaţiul fazelor.

Se poate arăta că principiul de excluziune al lui Pauli aplicat electronilor explică proprietăţile electronilor de conducţie din metale, aşa cum au arătat în 1928 Sommerfeld şi Felix Bloch. Acest principiu determină de asemenea repartiţia electronilor din învelişul electronic al atomilor în straturi succesive, repartiţie care se află la baza formării sistemului periodic al elementelor.

În rezumat, atunci cînd în fizică avem de rezolvat probleme de statistică bazate pe consideraţii probabilistice, trebuie să deosebim trei cazuri diferite:

— cazul obiectelor discernabile, care este acela al obiectelor macroscopice care se supun legii statistice stabilită de Boltzmann;

— cazul corpusculilor microfizicii cu spin întreg care urmează legea statistică stabilită de Bose-Einstein;

— cazul corpusculilor microfizici cu spin număr semiîntreg care ascultă de principiul de excluziune şi urmează legea statistică stabilită de Fermi-Dirac.

Analiza unei noi experienţe de interferenţă

Am vrea, pe un ultim exemplu, să arătăm cît de mult se deosebeşte comportarea unui element microfizic de comportarea unui obiect la scara noastră.

Considerăm o experienţă de optică legată de interferenţa dintre două unde luminoase *coerente*. Pentru a obţine două unde coerente, plecînd de la o undă luminoasă unică, facem apel de data aceasta la fenomenul de reflexie-refracţie (fig. 23).

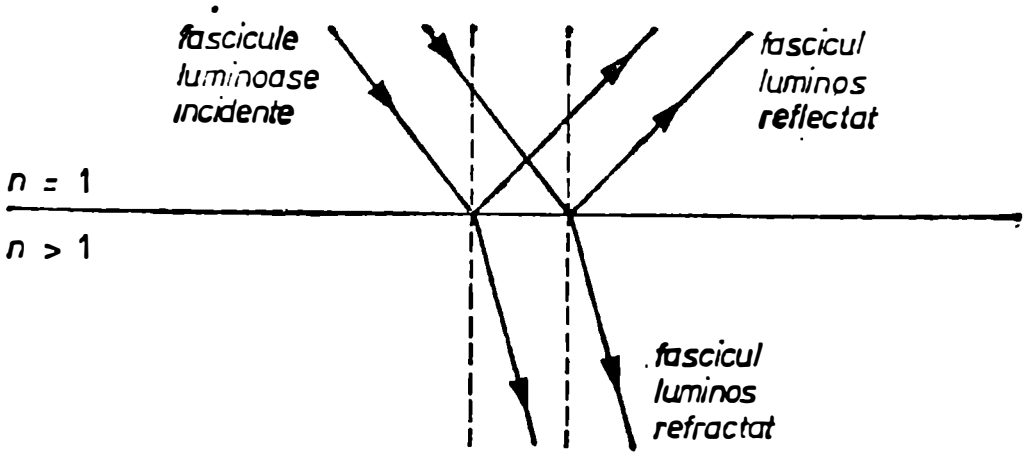


Fig. 23

Atunci cînd un fascicul luminos cade pe suprafața de separare dintre două medii transparente cu indici de refracție diferiți, el se dedublează în general într-un fascicul reflectat și într-unul refractat. Vibrațiile luminoase ale acestor două fascicule sînt coerente între ele. Atunci cînd printr-un procedeu oarecare se provoacă suprapunerea acestor două fascicule, se obține un fenomen de interferență. Dacă, în particular, unul dintre aceste medii se prezintă sub forma unei lame subțiri, se obțin interferențe produse prin suprapunerea undelor luminoase reflectate succesiv de cele două fețe ale acestei lame (fig. 24).

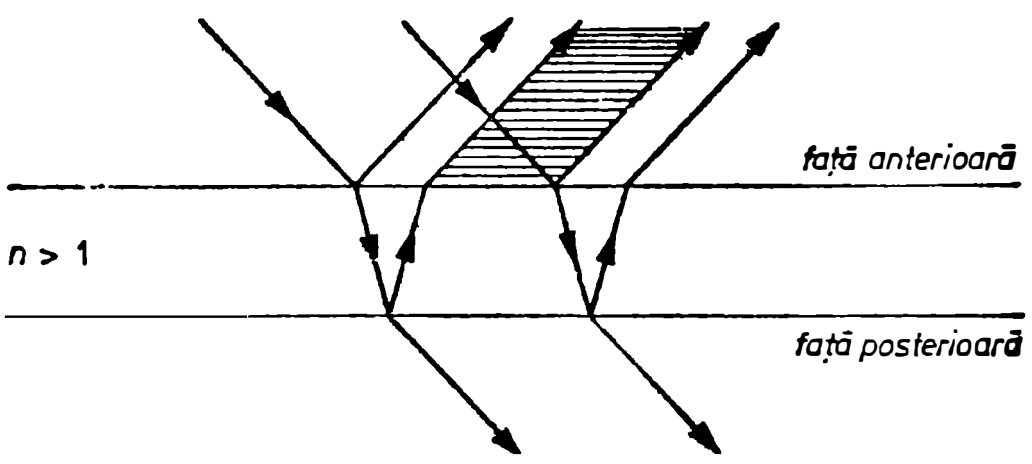
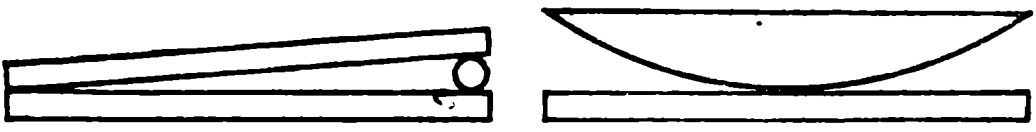


Fig. 24

Figura arată în ce fel un fascicul luminos incident se refractă printr-o lamă subțire cu indicele n diferit de al mediului exterior. Fasciculele reflectate succesiv pe cele două fețe transportă vibrații coerente, iar la ieșirea către partea de sus se

încalecă unul pe celălalt. În partea comună a acestor două fascicule — partea haşurată — vibraţiile luminoase interferă şi, în lumina albă, se observă culori care depind de grosimea lamei şi de unghiul de incidenţă al fasciculelor luminoase. Aşa se explică culorile băşicilor de săpun şi ale picăturilor de ulei şi de benzină care se întind pe o şosea udă, ca şi a franjelor de interferenţă observate cu lame de aer de grosimi variabile, din care arătăm mai jos două exemple (fig.25).



colţ de aer
prismă de aer între două feţe paralele de sticlă

inele ale lui Newton
lentilă plan-convexă aşezată cu faţa convexă pe un plan de sticlă

Fig. 25

În general cînd un fascicul incident se dedublează pe o suprafaţă de separare între două medii transparente, fasciculul reflectat este mult mai puţin intens decît fasciculul refractat. La incidenţă oblică, „puterea reflectantă" — care măsoară proporţia de lumină reflectată — depinde de unghiul de incidenţă şi de starea de polarizare a luminii (vibraţia luminoasă paralelă cu sau perpendiculară pe planul de incidenţă). Dar tehnica modernă a pus la punct procedee care permit ca prin depunere de straturi dielectrice foarte subţiri pe suprafaţă, să se dea puterii reflectante a suprafeţei o valoare dorită anume. Astfel se poate fie anula puterea reflectantă prin depunerea unui „strat antireflectant", fie mări puterea reflectantă foarte mult pînă la valori de peste 99% cu ajutorul unor „straturi multidielectrice".

În experienţa pe care o vom descrie, să admitem că folosim o lamă cu feţe paralele de sticlă, numită „lamă separatoare" L, care a fost tratată în aşa fel încît, sub incidenţa de 45° şi pentru vibraţii luminoase paralele cu planul de incidenţă, puterea reflectantă a uneia dintre feţe să fie anulată, iar pentru cealaltă faţă să fie adusă la 50%.

După aceste preliminarii, indicăm mai jos schița unui aparat celebru numit „interferometrul lui Michelson“ (fig. 26).

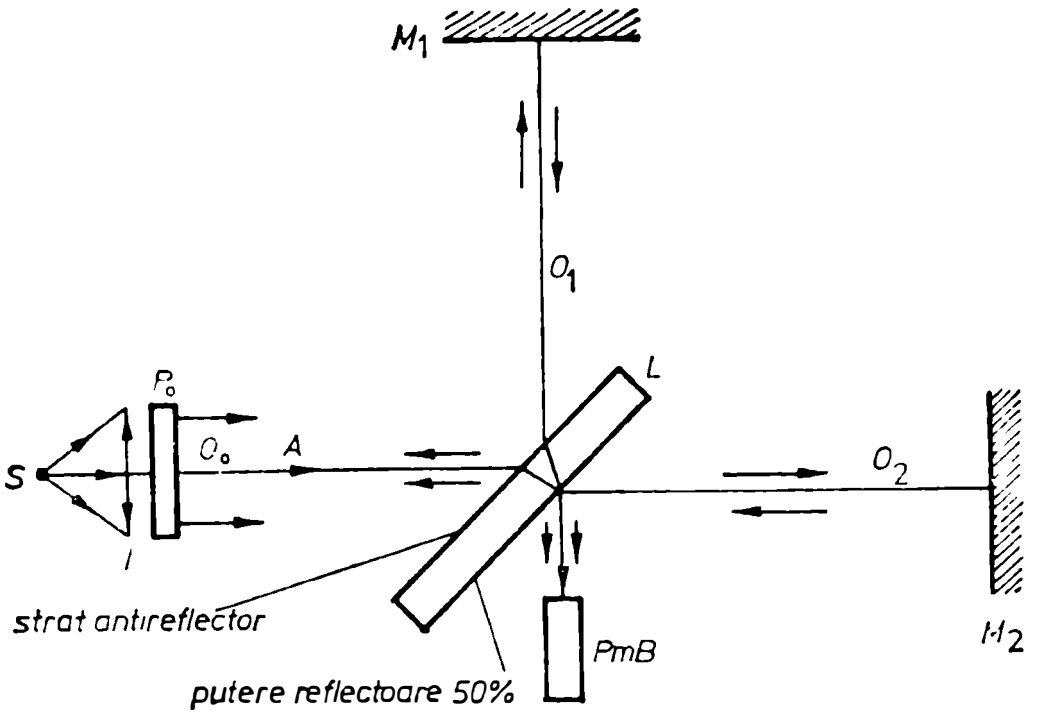


Fig. 26

Acest aparat se compune din trei elemente așezate pe un cadru rigid: o lamă separatoare, L, așa cum am definit-o, și două oglinzi plane, M_1 și M_2. Niște șuruburi micrometrice permit ca aceste oglinzi să fie deplasate perpendicular pe planul lor în așa fel încît să se poată potrivi cu precizie distanțele lor respective în raport cu lama L.

Modul de funcționare al interferometrului este următorul. O sursă S urmată de o lentilă l și de un polarizor P_0 trimite pe o lamă separatoare, L, sub incidența de 45°, un fascicul, O_0 de lumină polarizată, format din raze paralele. Lama dedublează acest fascicul pe fața sa posterioară în două părți de intensitate egală, fasciculul reflectat, O_1, care se va reflecta pe oglinda M_1 și se va întoarce la lamă, și fasciculul refractat, O_2, care se va reflecta pe oglinda M_2 și se va întoarce de asemenea la lamă. Fiecare dintre cele două fascicule revenite se va dedubla la rîndul său pe lama L, astfel încît din aparat ies patru fascicule

luminoase pe de o parte O_{1A} și O_{2A}, provenind unul din fasciculul O_1, altul din fasciculul O_2 și dirijîndu-se și unul și celălalt către sursa S, și pe de altă parte O_{1B} și O_{2B}, provenind, de asemenea, unul din fasciculul O_1, celălalt din fasciculul O_2 și dirijîndu-se către partea de jos a fotomultiplicatorului PmB.

Vibrațiile celor două fascicule, O_{1A} și O_{2A}, se vor suprapune și vor da naștere la interferență; același lucru se va întîmpla cu vibrațiile celor două fascicule O_{1B} și O_{2B}. Starea de interferență observată de o parte și de cealaltă depinde în mod esențial de diferența de drum dintre traiectoriile parcurse de către fasciculele O_1 și O_2, de la locul unde se separă pe lama L pînă la locul unde se reîntîlnesc din nou pe aceeași lamă L.

Acest dispozitiv are un inconvenient: fasciculele O_{1A} și O_{2A} care ies se vor suprapune peste fasciculul incident. Nu s-ar putea măsura intensitățile lor fără a perturba fasciculul incident. Vom înlocui deci cele două oglinzi, M_1 și M_2,

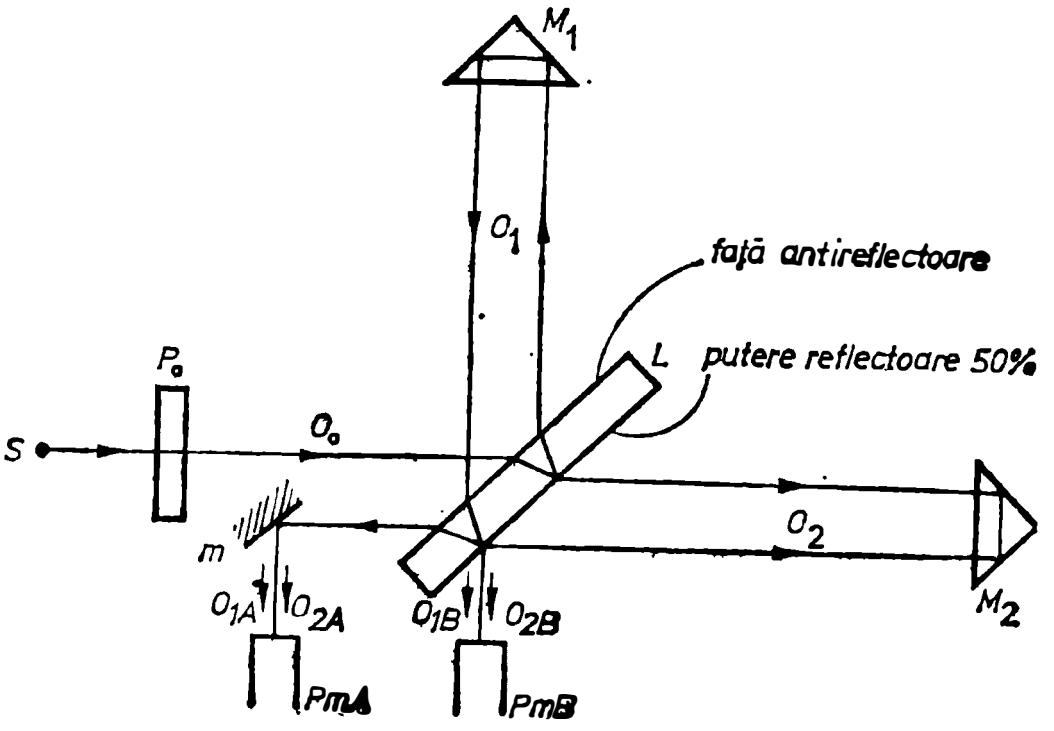


Fig. 27

prin prisme cu reflexie totală — cum se vede din a doua schiță (fig. 27) astfel încît fasciculele dus și întors să se separe în spațiu, cu scopul de a se putea așeza niște fotoreceptori pe cele două căi de ieșire, A și B (se presupune că fețele ipotenuze

ale acestor prisme cu reflexie totală sînt acoperite cu straturi antireflectante).

Să cercetăm acum pentru cele două căi de ieşire, A şi B, rezultatul interferenţei vibraţiilor care se suprapun aici. Se poate arăta că, dacă lungimile celor două drumuri optice urmate de fasciculele O_1 şi O_2 sînt egale, vibraţiile fasciculelor O_{1A} şi O_{2A} sînt în fază şi amplitudinile lor se adună. În aceleaşi condiţii, vibraţiile fasciculelor O_{1B} şi O_{2B} sînt în opoziţie de fază şi amplitudinile lor se scad. Să evaluăm aceste amplitudini amintindu-ne că intensităţile luminoase sînt proporţionale cu pătratul amplitudinilor: să desemnăm prin a amplitudinea vibraţiilor luminii incidente, şi prin $I = a^2$ intensitatea luminoasă corespunzătoare. Deoarece lama L are o putere reflectantă de 50%, fiecare dintre fasciculele O_1 şi O_2 va transporta jumătate din intensitatea luminoasă, iar vibraţiile respective vor avea amplitudini de $\frac{a}{\sqrt{2}}$. Fiecare dintre cele patru fascicule care ies va corespunde deci unei amplitudini:

$$\frac{a}{\sqrt{2} \times \sqrt{2}} = \frac{a}{2}.$$

În partea A, unde există acord de fază, va trebui să observăm deci o amplitudine rezultantă:

$$\frac{a}{2} + \frac{a}{2} = a,$$

iar partea B, unde există opoziţie de fază, vom observa o amplitudine rezultantă:

$$\frac{a}{2} - \frac{a}{2} = 0.$$

Altfel spus, atunci cînd drumurile optice ale celor două trasee, O_1 şi O_2, sînt absolut egale, toată intensitatea luminoasă (toţi fotonii) intrată în sistem iese din el pe calea A. Receptorul PmB nu înregistrează nici un semnal. Dar este de ajuns să dăm înapoi unul dintre reflectoare, M_1 sau M_2, cu o mică distanţă $\frac{\lambda}{4}$, λ fiind lungimea de

undă a luminii, pentru a lungi drumul optic dus-întors corespunzător cu $\frac{\lambda}{2}$ și pentru a inversa fenomenul de interferență. În această nouă poziție a reflectorului, vibrațiile fasciculelor O_{1A} și O_{2A} sînt acelea care se vor afla în opoziție de fază și care se vor anula reciproc, în timp ce vibrațiile fasciculelor O_{1B} și O_{2B} vor fi în acord de fază. De data aceasta, toată intensitatea luminoasă va ieși din sistem pe calea B și va fi înregistrată de către receptorul PmB, în timp ce receptorul PmA nu va înregistra sosirea nici unui foton. Aceste rezultate rămîn valabile chiar dacă intensitatea luminoasă incidentă este atît de slabă încît fotonii pătrund în aparat unul cîte unul și receptorii joacă rolul de numărători de fotoni. Și aici, am putea fi ispitiți să încercăm să aflăm care cale, 1 sau 2, o urmează fiecare foton în interiorul aparatului, de exemplu suspendînd unul dintre reflectoare ca o pendulă în așa fel încît să se observe impulsul de recul pe care el îl suferă cînd fotonul ricoșează pe el. În timpul acestui ricoșeu, vectorul cantitate de mișcare $P = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}$ al fotonului este inversat. Reflectorul suferă deci un impuls de recul egal cu $\frac{2h}{\lambda}$. Pentru a putea observa acest impuls de recul trebuie să putem măsura cantitatea de mișcare a reflectorului cu o eroare mai mică decît $\Delta P = \frac{2h}{\lambda}$. Dar, aplicînd acestui reflector relația de nedeterminare, știm că aceasta atrage după sine o imprecizie asupra poziției sale de ordinul lui:

$$\Delta x = \frac{h}{\Delta P} = \frac{\lambda}{2}.$$

Or, noi am văzut că o deplasare a unuia dintre reflectoare cu distanța $\frac{\lambda}{4}$ este de ajuns pentru a inversa fenomenul de interferență observat. O imprecizie de $\frac{\lambda}{2}$ în măsurarea lungimii unuia

dintre drumurile optice face deci imposibil orice fenomen determinat de interferență.

Și aici, sîntem conduși să tragem concluzia că starea de interferență pe care o observăm la fasciculele care ies este legată de ignoranța noastră în privința căii alese de foton. În timp ce fotonul traversează interferometrul, el nu se comportă ca un corpuscul, ci ca o undă, care se dedublează în două unde parțiale care joacă un rol absolut simetric și care, la revenirea lor de la reflectoare, se reîntîlnesc pe lama L pentru a da naștere fenomenului de interferență pe care îl observăm. Fiecare dintre cele două pachete de unde, O_1 și O_2, are o intensitate egală cu jumătate din intensitatea undei incidente. Putem spune că fiecare dintre cele două unde are o „potențialitate" de 50% de a conține un foton. Dar n-ar avea nici un sens să folosim limbajul corpuscular și să spunem că energia fotonului $E = h\nu$ s-a împărțit în două jumătăți de fotoni de energie $\frac{E}{2}$ care ar urma în interiorul aparatului unul calea 1, iar celălalt calea 2.

În cele ce urmează, vom numi experiența pe care tocmai am descris-o, experiența nr. 1. Să

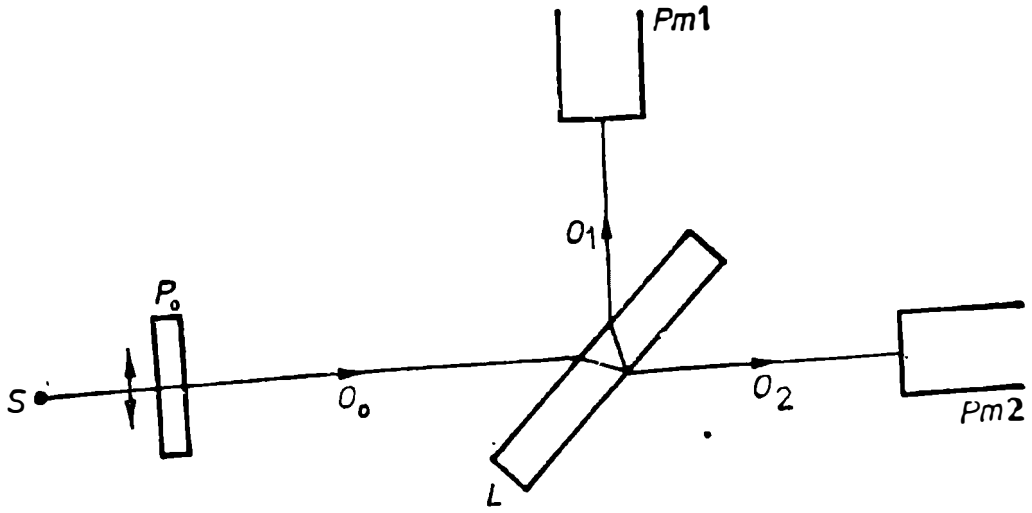


Fig. 28

modificăm dispozitivul pentru a face o altă experiență, nr. 2, înlocuind cele două reflectoare, M_1 și M_2 prin două receptoare numărătoare de foton $Pm1$ și $Pm2$ așezate pe căile O_1 și O_2 conform schemei din figură (fig. 28).

Ce vom constata în acest caz, dacă debitul luminos al sursei S este destul de slab pentru ca, la fel ca şi în cazul precedent, fotonii să intre unul cîte unul în aparat? Vom constata —şi aceasta nu ne va surprinde, — că fotonii vor apărea într-un mod neregulat, cînd în fotonumărătorul 1, cînd în fotonumărătorul 2, şi într-o parte şi în cealaltă, în medie cu aceeaşi frecvenţă. Totul se petrece ca şi cînd fiecare foton, părăsind lama separatoare, L, ar urma o cale unică, O_1 sau O_2. Sîntem evident conduşi să ne punem întrebarea: care este rolul şi realitatea fizică — a pachetului de unde care urmează cealaltă cale?

Partizanii ortodocşi ai interpretării de la Copenhaga ne răspund: atîta timp cît fotonul nu s-a manifestat pe una din căi şi cît energia sa nu a fost transformată în energie cinetică a unui electron care permite să fie detectat, atîta timp cît acest eveniment nu s-a produs, pachetul de unde intrat în aparat este acela care descrie realitatea fizică. Acest pachet s-a împărţit pe lama separatoare în două pachete de amplitudine egală, care reprezintă fiecare o potenţialitate de 50% de a conţine fotonul. Aceste două pachete de unde care sînt separate spaţial unul de celălalt şi care părăsesc lama L în două direcţii diferite formează — în ciuda distanţei care creşte pe măsură ce ele se depărtează de L — *un tot inseparabil*, o entitate reciproc coerentă. Ele dispar împreună în momentul în care fotonul se manifestă, pentru a se distruge pe una din căi. O astfel de interpretare nu putea decît să-l neliniştească profund pe Einstein, deoarece ea presupune că există o comunicare permanentă şi instantanee între cele două pachete de unde care se depărtează unul de celălalt în spaţiu. Care este mesagerul misterios care asigură această legătură şi care transmite informaţii de la un pachet la altul cu o viteză superioară aceleia a luminii? Există o contradicţie de nerezolvat între ideea inseparabilităţii a două unde coerente, dar depărtate în spaţiu una de cealaltă, şi între concluziile teoriei relativităţii, care exclud orice comuni-

care la distanță cu o viteză superioară aceleia a luminii. Einstein și partizanii săi conchid că descrierea comportării unui corpuscul prin funcția de undă din mecanica ondulatorie trebuie să fie incompletă, că trebuie să existe niște variabile ascunse care în experiența orificiilor a lui Young silesc electronul să treacă mai degrabă printr-un orificiu decît prin altul, iar, în experiența interferometrului, a lui Michelson, silesc fotonul să aleagă una dintre cele două căi. Ele trebuie să determine și momentul în care nucleul unui atom radioactiv se va dezintegra.

Răspunsul „ortodocșilor" mecanicii cuantice este următorul: poate că există variabile ascunse, dar aceste variabile vor rămîne pentru totdeauna taina lui Dumnezeu. Tot ceea ce putem „omenește" să sperăm să cunoaștem despre comportarea corpusculilor este cuprins în funcția de undă a cărei expresie matematică descrie evoluția în timp a grupului de unde reprezentînd pentru noi corpusculul. Putem să prezicem astfel, pentru o viitoare măsurătoare asupra corpusculului, o anumită probabilitate de a-l afla aici sau dincolo, cu o cantitate de mișcare sau cu alta, dar întotdeauna cu imprecizia impusă de relațiile de nedeterminare. Dacă există variabile ascunse, sîntem convinși că noi, oameni care facem observațiile, nu vom putea niciodată să le cunoaștem. Pentru noi, ele sînt deci lipsite de interes. Cunoașterea noastră despre „realitatea obiectivă" va rămîne pentru totdeauna mărginită datorită modului de intervenție pe care trebuie să-l adopte omul care observă.

Pentru a ilustra această situație, am ales analiza exemplelor cu orificiile lui Young (cu fotoni sau electroni), cu interferometrul lui Michelson, cu atomii de radiu care se dezintegrează. Dar se pot cita — și aceasta s-a făcut — multe alte exemple; se ajunge întotdeauna la aceleași concluzii, la aceeași contradicție fundamentală care justifică titlul acestei cărți.

Unde se află frontiera dintre microfizică și macrofizică?

Înainte de a încheia această parte a expunerii noastre am vrea să revenim asupra unui punct important. Am văzut că relațiile de nedeterminare ale lui Heișenberg se aplică elementelor fizice la orice scară. Să le aplicăm unui corp oarecare care, găsindu-se într-un mediu la o temperatură dată, T, este supus, de mediul său înconjurător la o mișcare browniană. Se poate arăta că pentru orice corp, componenta energiei cinetice neregulate pricinuită de această mișcare după o direcție dată (x) este de ordinul $\frac{kT}{2}$, k fiind constanta lui Boltzmann.

Dacă masa corpului este m, această componentă neregulată a energiei cinetice după axa Ox este deci:

$$\frac{1}{2} m v^2_x = \frac{kT}{2}.$$

Ea atrage după sine o componentă neregulată a cantității de mișcare:

$$m^2 v^2_x = mkT, \text{ de unde } P_x = \sqrt{mkT}.$$

Pentru un corp scufundat într-un mediu la temperatura T, această componentă neregulată ne apare deci ca o imprecizie asupra valorii cantității sale de mișcare:

$$\Delta P_x = \sqrt{mkT}$$

Vedem că această imprecizie crește cu masa corpului ca rădăcina pătrată a acesteia. În schimb, impreciziile asupra componentei $v_x = \frac{P_x}{m}$ a vitezei și asupra poziției x sînt date de:

$$\Delta v_x = \sqrt{\frac{kT}{m}} \text{ și } \Delta x = \frac{h}{\Delta P_x} = \frac{h}{\sqrt{mkT}}.$$

Aceste imprecizii devin cu atît mai mici cu cît masa m a corpului este mai mare.

Dacă calculăm valorile numerice Δv_x și Δx pentru corpuri la scara noastră, găsim valori mult mai mici decît erorile experimentale pe care le facem atunci cînd măsurăm poziția sau viteza unui corp macroscopic. Putem să conchidem de aici că, pentru corpuri la scara noastră, relațiile de nedeterminare, deși rămîn valabile, trec neobservate.

Ce se petrece în acest caz cu proprietățile de permanență și de discernabilitate? Fizicienii dispun de o gamă largă de particule, de la electroni și atomi pînă la cele mai mari macromolecule. Începînd de la ce mărime apar proprietățile de discernabilitate și de permanență? Am vrea să dăm un sens experimental acestei întrebări. Cu corpusculi de ce mărime se poate realiza o experiență de tipul „orificiilor lui Young", care să dea naștere unor franje de interferență? Știm pînă acum că o astfel de experiență a fost făcută și izbutită cu fotoni și electroni.

Otto Stern și echipa sa au făcut de asemenea, prin anii 1930, cîteva încercări pentru a difracta fascicule de atomi de hidrogen și de heliu pe rețele cristaline. Ei au obținut pete de difracție care se interpretează atribuind acestor atomi o lungime de undă $\lambda = \frac{h}{P}$, dată de formula lui Louis de Broglie.

Dar, după cîte știu, nu s-a încercat nici o experiență cu molecule mai complexe ca HCl sau H_2O, nici cu ioni Li^+ sau Na^+, nici chiar cu molecule mai grele și mai complexe ca molecula de metan (CH_4) sau de benzen (C_6H_6).

De prin anii 1930 există în acest domeniu o ciudată lipsă a fizicienilor experimentatori, căci interesul unor astfel de experiențe mi se pare la fel de fundamental ca acela care se leagă de experiențele fizicii energiilor înalte, cărora li se consacră eforturi și cheltuieli considerabile. Este adevărat că, cu cît masa corpusculilor este mai mare, cu atît experiențele de interferență cu acești corpusculi devin mai grele, căci lungimea

lor de undă $\lambda = \frac{h}{mv}$ devine foarte mică. Dacă vrem să încercăm astfel de experienţe, ar trebui să le facem pe atomi sau molecule cu viteze mici, viteze termice.

Dezvoltarea tehnicilor moderne a jeturilor moleculare în vid, asociate tehnicilor selectorilor de viteză — pentru a realiza unde monocromatice — ar permite să se considere cu sorţi buni de succes nişte experienţe care, o repetăm, ar prezenta un interes fundamental. Am fi bucuroşi ca aceste rînduri să îndemne tinerii cercetători să se îndrepte pe această cale.

Acte de renunţare

Studiul fenomenelor microfizicii la scara atomică, pe care am încercat să-l expunem, a adus pe fizicienii secolului al XX-lea la importante acte de renunţare:

Este imposibil să se deosebească corpusculii de acelaşi fel unii de alţii.

Este imposibil să fixăm unui corpuscul al microfizicii o traiectorie determinată.

Este necesar, în microfizică, să se renunţe la determinismul care caracterizează evenimentele macrofizicii.

Este imposibil pentru omul care observă să cunoască desfăşurarea „realităţii obiective".

El nu poate să capete despre ea decît o cunoaştere discontinuă, limitată la procesele de observaţie. Fiecare observaţie este o intervenţie care modifică această desfăşurare.

Aceste aspecte negative ale fizicii cuantice nu trebuie să ne mire. Toate marile principii ale fizicii se înfăţişează minţii omeneşti sub formă de acte de renunţare:

Principiul conservării energiei: este imposibil să se creeze energie. Nu se poate decît schimba forma sa.

Principiul lui Carnot: este imposibil să se transforme căldura în lucru mecanic dacă nu se dispune de medii fizice la temperaturi diferite.

Principiul de simetrie al lui Pierre Curie: este imposibil să se creeze o asimetrie în natură. Numărul de elemente de simetrie al efectelor este egal sau superior celui al cauzelor.

În ultima parte a acestui studiu ne propunem să arătăm că mecanica ondulatorie are şi un aspect pozitiv şi că ea a introdus în fizică noi perspective, fecunde, capabile să intereseze domenii ale cunoaşterii omeneşti care se află dincolo de fizică.

PARTEA A TREIA

ASPECTELE POZITIVE ALE MECANICII CUANTICE

I.

O NOȚIUNE FECUNDĂ, NOȚIUNEA DE COERENȚĂ

Faptul că elementele microfizicii au o natură ondulatorie le înzestrează cu o însușire deosebită: ele sînt sediul unei mișcări periodice caracterizate printr-o frecvență și printr-o fază.

Rezultă că, atunci cînd avem de considerat un ansamblu de mai multe corpuscule reprezentate prin unde de aceeași frecvență, comportarea lor depinde în principal de relațiile care există între fazele vibrațiilor lor. În particular trebuie să deosebim două cazuri extreme. Cazul în care există relații determinate și permanente între fazele undelor reprezentative ale corpusculilor: acest caz îl caracterizăm prin cuvîntul „coerență". Și cazul în care nu există relații determinate între faze, în care fazele sînt distribuite la întîmplare, sau cum se mai spune, repartizate în mod aleatoriu: avem atunci de-a face cu o stare de „incoerență".

Aceste concepte de „coerență" și „incoerență" a mișcărilor ondulatorii se leagă de conceptele mai generale de ordine și de dezordine. Coerența undelor corespunde unei stări de ordine, incoerența unei stări de dezordine.

Cititorul căruia îi este familiară termodinamica va face apropierea de conceptul de entropie, concept macroscopic legat de cantitatea de căldură și care, așa cum a arătat-o Boltzmann către sfîrșitul secolului al XIX-lea, este o măsură a gradului de dezordine a unui sistem fizic la scară moleculară, sau încă, o măsură a probabilității unei stări de distribuție moleculară. O stare

coerentă corespunde unei entropii mici, o stare incoerentă unei entropii mari.

Al doilea principiu al termodinamicii, zis al lui Carnot, ne învață că un sistem fizic izolat are întotdeauna tendința să evolueze ireversibil către o stare cu entropie mai mare, și că starea de echilibru a sistemului corespunde unei stări de entropie maximă. La scara moleculară, aceasta înseamnă că un sistem fizic are întotdeauna tendința să evolueze spontan către o stare de dezordine mai mare, o astfel de stare fiind mai probabilă decît o stare de ordine.

Pentru un gaz format dintr-un mare număr de molecule, Boltzmann a putut să dea o demonstrație riguroasă a sensului acestei evoluții. El a reușit să arate că conceptul macroscopic de entropie este proporțional cu logaritmul probabilității stării moleculare a gazului, probabilitate care caracterizează gradul de dezordine moleculară. Pentru a ilustra tendința sistemelor fizice de a evolua spontan de la o stare de ordine către o stare de dezordine, se poate cita exemplul următor:

Să considerăm două recipiente, unul umplut cu hidrogen gazos, altul cu bioxid de carbon. Să unim cele două recipiente prin gîturile lor, gazul ușor, H_2, fiind în balonul de deasupra (fig. 29).

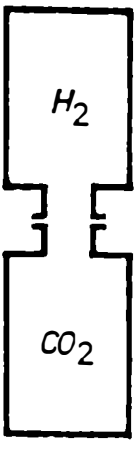


Fig. 29

După cîteva zile constatăm că, în ciuda densității lor diferite, cele două gaze s-au amestecat complet. Acest amestec s-a realizat datorită agitației termice a moleculelor. Niciodată nu vom vedea

:ele două gaze separîndu-se în mod spontan. ntoarcerea unei stări de dezordine (amestec ntim) către o stare de ordine (gaze separate) ar i o evoluție foarte improbabilă. Dacă vrem să separăm cele două gaze unul de celălalt, trebuie să răcim amestecul încît să lichefiem bioxidul le carbon, temperatura de lichefiere a acestui gaz fiind mult superioară temperaturii de lichefiere a hidrogenului gazos.

A răci înseamnă a lua căldură, adică a scoate din sistem entropie, sau a-i da negentropie[1].

Exemplul pe care tocmai l-am citat pentru a ilustra evoluția spontană a unui sistem fizic de la o stare de ordine către o stare de dezordine ne arată că factorul fizic responsabil de aceasta este agitația termică a moleculelor. Într-adevăr, la scara microfizicii, acest fenomen molecular complet dezordonat și care este pus în evidență în mișcarea browniană este cel care generează dezordine.

De aici trebuie să tragem concluzia că, dacă vrem să evităm într-un sistem material această evoluție către o structură dezordonată, dacă din contra vrem să favorizăm stabilirea unei stări de ordine, trebuie să reducem agitația termică, adică să aducem sistemul la o temperatură pe cît de joasă posibil, luîndu-i căldură și reducîndu-i în același timp entropia.

Am spus mai sus că Boltzmann a reușit să demonstreze că, dacă un gaz, format dintr-un mare număr de molecule, se găsește într-o stare inițială comportînd o anume ordine, el are tendința de a evolua spontan către o stare de dezordine mai mare. Pentru a duce la bun sfîrșit demonstrația sa, Boltzmann a trebuit să facă o ipoteză restrictivă. El s-a văzut obligat să admită că starea inițială cuprindea deja, la scară moleculară, un anumit grad de dezordine. El a numit această ipoteză „ipoteza dezordinii moleculare". Fizicienii de azi au tendința să uite această ipoteză restrictivă. Or, există stări de ordine care nu com-

[1] Se numește astfel entropia cu semn schimbat.

portă acest început de dezordine şi care se pot menţine la infinit, deşi nu sînt stări stabile. Astfel de stări se numesc „metastabile".

Atunci cînd, inspirîndu-se din lucrările lui Boltzmann, Max Planck a căutat să caracterizeze starea de echilibru a radiaţiei corpului negru, şi să găsească o expresie a entropiei sale, el a trebuit să facă o ipoteză analoagă, pe care a numit-o „ipoteza radiaţiei naturale". Cuvîntul „natural" vrea să spună că undele luminoase care compun această radiaţie trebuie să fie incoerente între ele.

În cazul unui gaz obişnuit, ca şi în acela al unei radiaţii electromagnetice (pe care o putem considera ca un gaz de fotoni), trebuie deci să preexiste un oarecare grad de dezordine sau de incoerenţă pentru ca să se poată afirma că sistemul va evolua către dezordinea maximă care caracterizează starea de echilibru termic al gazului sau al radiaţiei.

Pe de altă parte, chiar în starea de echilibru termic al unui gaz sau al unei radiaţii unde entropia atinge o valoare maximă se poate manifesta un oarecare grad de ordine sau de coerenţă. Este ceea ce se întîmplă în particular cu un gaz de bosoni atunci cînd densitatea de particule este astfel încît mai multe particule ocupă o aceeaşi celulă din spaţiul fazelor, sau, ceea ce este acelaşi lucru, cînd sînt într-o aceeaşi stare cuantică, sau cînd sînt reprezentate prin aceeaşi undă a lui de Broglie. Louis de Broglie a prevăzut această situaţie, scriind în teza sa:

„Dacă doi sau mai mulţi atomi au unde ale căror faze se suprapun exact, despre care se poate spune prin urmare că sînt transportaţi de către aceeaşi undă, mişcările lor nu vor mai putea fi considerate în întregime independente, iar aceşti atomi nu vor mai putea fi trataţi în calculele de probabilitate ca nişte unităţi distincte. Mişcarea acestor atomi „în undă" prezintă deci un fel de coerenţă"[1].

[1] Louis de Broglie: *Recherches sur la théorie des quanta* (reeditarea textului din 1924 Paris, Masson, 1963, p. 103—104). Trebuie să menţionăm că reciproca este adevărată:

Această observație are o deosebită semnificație. Ea lasă să se prevadă stări ale materiei pe care le putem numi „stări coerente", stări în care între mișcările corpusculilor se stabilește o ordine care se manifestă la scară macroscopică și care face ca materia să capete proprietăți noi. Aceste proprietăți sînt o consecință directă a naturii ondulatorii a materiei. Ele ar rămîne de neînțeles din punctul de vedere al unei teorii pur corpusculare.

În cele ce urmează, vom studia două dintre aceste fenomene, care apar la temperatură foarte joasă: starea superfluidă a heliului lichid și supraconductibilitatea electrică a metalelor și aliajelor.

II.

STAREA SUPERFLUIDĂ A HELIULUI LICHID CA O CONDENSARE EINSTEIN A UNUI SISTEM DE BOSONI

Heliul, cel mai ușor gaz inert, de masă atomică 4, este gazul cel mai greu de lichefiat. Temperatura sa critică este într-adevăr de 5,2 grade absolute (—268°C), și, sub presiune atmosferică normală, lichidul fierbe la temperatura de 4,21 K[1]. La ora actuală heliul lichid este folosit în toate laboratoarele în care se fac cercetări de fizică la temperaturi joase. El este un agent indispensabil pentru obținerea și menținerea temperaturilor de ordinul a cîtorva grade absolute.

Fizicianul Kamerlingh Onnes, director al celebrului laborator al universității din Leyda din Olanda — laborator care a jucat un rol de pionier în studiul materiei la temperaturi foarte joase și care poartă astăzi numele său — a reușit în 1908 pentru prima oară să lichefieze heliul și să răcească

---

atunci cînd mai multe particule identice se găsesc reunite într-o aceeași celulă din spațiul fazelor, funcțiile lor de undă sînt în fază, iar ansamblul acestor particule este descris de una și aceeași funcție de undă.

[1] Simbolul K înseamnă temperatura pe scară absolută, sau scara Kelvin.

heliul lichid prin vaporizare rapidă sub presiune scăzută. El a constatat că acest lichid suferă o transformare ciudată cînd i se coboară temperatura sub 2,19 K. Transformarea este anunțată de un maxim foarte înalt al căldurii specifice a lichidului, apoi prin faptul că proprietățile lichidului sub această temperatură sînt foarte deosebite. De aceea s-a luat obiceiul de a distinge cele două lichide prin denumiri deosebite: lichidul obișnuit, deasupra temperaturii de 2,19K poartă numele de heliu I, iar lichidul aflat sub această temperatură, numele de heliu II.

Care sînt deci aceste proprietăți atît de uimitoare ale heliului II încît ele să justifice această distincție?

Mai întîi, faptul că răcindu-l pînă la cele mai joase temperaturi (s-a reușit să se atingă temperaturi de cîteva miimi de grade absolute), el rămîne lichid și nu se solidifică, fiind singurul corp care are această proprietate uimitoare. Poate fi totuși solidificat, dar cu condiția să fie supus unei presiuni de peste 25 de atmosfere. În plus, heliul II se deosebește de un lichid obișnuit prin două proprietăți extraordinare: vîscozitatea sa a devenit atît de slabă încît nu mai este măsurabilă — ceea ce justifică numele său de heliu „superfluid" — iar conductibilitatea sa termică a devenit extraordinar de ridicată. În sfîrșit, căldura se transmite în lichid sub formă de unde și nu sub forma unui flux de căldură ca în lichidele obișnuite.

Am văzut că vîscozitatea unui fluid este legată de parcursul liber mijlociu al moleculelor între două ciocniri succesive. Pentru heliu II, totul se petrece deci ca și cînd n-ar mai exista ciocniri între atomii lichidului, ca și cînd mișcarea acestor atomi, în loc să aibă aspectul dezordonat al agitației termice, a devenit ordonată și regulată. Faptul că căldura se propagă prin unde ordonate și nu prin agitație termică dezordonată confirmă această ipoteză. Lichidul heliu II mai are și alte proprietăți curioase care intrigă pe fizicieni, dar nu le putem descrie aici.

Vom încerca acum să răspundem la întrebarea: care este originea acestei transformări? Cui se datorește această stare ordonată a mișcărilor atomilor în lichidul heliu II? În 1936, F. London a emis ipoteza că transformarea heliului I în heliu II trebuia să corespundă fenomenului cunoscut sub numele de „condensare Einstein" a bosonilor. Studiul teoretic al acestei „condensări" datează din anul 1924, același an în care s-a publicat teza lui Louis de Broglie.

Se întîmplă destul de des în istoria unei științe ca, atunci cînd o idee este coaptă, ea să încolțească în același timp în mai multe minți, ceea ce permite să se ajungă la acea idee prin căi de acces diferite. Acesta a fost cazul, cum am spus-o deja, cu apariția mecanicii cuantice, deoarece, chiar în momentul în care Louis de Broglie lansa ideea naturii ondulatorii a materiei, idee reluată de Schrödinger care i-a dat o formă matematică fecundă, Heisenberg și Born descopereau că calculul matriceal era potrivit pentru rezolvarea problemelor în fața cărora vechea teorie a cuantelor a lui Niels Bohr rămăsese mută și neputincioasă. Schrödinger avea să arate pe urmă că cele două metode de abordare care păreau atît de diferite la prima vedere erau echivalente din punct de vedere matematic.

La fel, în acest an 1924, cînd Louis de Broglie a formulat „ipoteza nouă" că mai multe particule transportate de aceeași undă nu sînt independente și că mișcările lor trebuie să fie coerente, fizicianul indian Bose i-a trimis lui Einstein o notă în care arăta că dacă se consideră radiația corpului negru ca un gaz de fotoni și tratînd fotonii ca particule indiscernabile, este posibil să se regăsească, calculînd starea cea mai probabilă a acestui gaz de fotoni, legea lui Planck.[1]

---

[1] De fapt în 1900, Planck tratase deja „cuantele de energie luminoasă" pe care le introdusese, ca particule indiscernabile, dar fără a scoate în evidență această noțiune de indiscernabilitate, astfel încît ea a rămas neluată în seamă timp de un sfert de secol.

Această lucrare a lui Bose ar fi rămas fără îndoială nebăgată în seamă dacă Einstein nu ar fi atras atenţia fizicienilor asupra ei. El însuşi şi-a dat seama de posibilitatea extinderii sale la particule materiale şi a arătat că interdependenţa particulelor care rezultă din calculele statistice ale lui Bose trebuia să conducă, la temperaturi joase, la o comportare a gazelor diferită în mod simţitor de aceea a gazelor perfecte clasice. Din calculele lui Einstein rezultă în primul rînd că moleculele unui gaz de bosoni (corpusculi supuşi statisticii lui Bose) închise într-o cavitate la temperatură foarte joasă, trebuiau să se adune toate în starea cuantică cea mai joasă, adică într-o singură celulă din spaţiul fazelor şi că acest proces capătă aspectul unei adevărate condensări, începînd la o temperatură anumită pe scara absolută, dată de formula:

$$T = \frac{h^2}{2\pi\, mk} \left(2{,}612\, \frac{V}{N}\right)^{-2/3},$$

h fiind constanta lui Planck, k aceea a lui Boltzmann, m masa moleculelor şi N numărul de molecule închis în volumul V al cavităţii.

Dacă ţinem seama de natura ondulatorie a acestor molecule, starea cuantică cea mai joasă corespunde undei staţionare fundamentale a cavităţii a cărei lungime de undă este de ordinul de mărime al dimensiunilor liniare ale acestei cavităţi[1].

Dacă se aplică formula de mai sus la heliul lichid, se găseşte că temperatura la care se produce condensarea Einstein este de ordinul a 3 K. Aceasta este fără îndoială ceea ce a incitat pe London să identifice transformarea heliu I → heliu II cu o condensare Einstein. Trebuie să

---

[1] Pentru o cavitate cubică de latură a, lungimea de undă a undei staţionare fundamentale este dată de formula:

observăm că teoria lui Einstein presupune că moleculele nu exercită forţe de atracţie unele asupra altora, în timp ce între atomii de heliu se exercită forţe de atracţie numite forţe Van der Waals, care produc lichefierea gazului. Condiţiile experimentale nu corespund deci exact cu datele teoriei şi nu trebuie să ne mirăm că temperatura de transformare a heliului diferă de aceea calculată prin formula teoretică. Dar este foarte îmbietor să acceptăm interpretarea lui London şi să considerăm starea de heliu II, care prezintă caracteristici de ordonare surprinzătoare, cu această „stare coerentă" care corespunde faptului că toţi atomii de heliu condensaţi aparţin undei staţionare fundamentale, pe care mecanica ondulatorie a lui Louis de Broglie o atribuie cavităţii. Dacă se calculează viteza comună a tuturor atomilor de heliu cu ajutorul formulei lui Louis de Broglie:

$$\lambda = \frac{h}{P} = \frac{h}{mv},$$

pentru o cavitate cubică de latură $a = 10$ cm, se găseşte o viteză de translaţie de ordinul a 10^{-4} cm/s, vectorul viteză fiind orientat după una dintre cele patru diagonale mari, axe ternare ale cubului.

Dacă atomii de heliu s-ar comporta ca nişte particule clasice, viteza lor medie patratică de agitaţie termică ar fi dată de formula deja menţionată $v^* = \sqrt{\frac{3kT}{m}}$, ceea ce ne-ar da, la temperatura de 2 K, viteze de ordinul a 10^4 cm/s, de 10^8 ori mai mari. Raportul energiilor cinetice corespunzătoare este egal cu 10^{16}. Acest exemplu arată bine că natura lor ondulatorie atribuie moleculelor la temperatură joasă „o comportare cuantică" total diferită de comportarea prevăzută de o teorie corpusculară clasică şi că această mişcare, în starea condensată, este o mişcare ordonată, foarte diferită de mişcarea dezordonată a agitaţiei termice.

Starea supraconductoare a metalelor și aliajelor

Un alt exemplu de stare coerentă legat de natura ondulatorie a materiei și care se manifestă la temperatură joasă la scară macroscopică, este fenomenul de supraconductibilitate electrică pe care îl prezintă metalele și aliajele. Descoperit tot de Kamerlingh Onnes la Leyda încă din 1914, n-a fost înțeles decît de foarte curînd datorită fizicienilor americani Bardeen, Cooper și Schriever.

Structura metalelor este o structură cristalină. O bucată de metal este formată dintr-o îmbinare de granule microcristaline. La începutul acestui secol, fizicianul german Drude a arătat că electronii de valență ai atomilor metalici sînt desprinși de atomii rețelei cristaline și se deplasează liber în această rețea, formînd în interiorul metalului un fel de „gaz de electroni". Comparate cu celelalte corpuri solide nemetalice, care sînt izolanți electrici, metalele sînt bune conducătoare de curent electric și, de asemenea de căldură. Drude găsise de-altfel, comparînd diferitele metale, că există o proporționalitate între conductibilitatea lor electrică și conductibilitatea lor termică și arătase că electronii liberi (care se deplasează liber în interiorul metalelor) sînt aceia care asigură transmisia căldurii și transportul curentului electric. Rămînea însă o enigmă de dezlegat: acești electroni liberi ar fi trebuit să aibă o energie de agitație termică de același ordin de mărime ca și un gaz monoatomic, energie care ar fi trebuit să se manifeste în căldura specifică a metalului. Aceasta ar fi trebuit să fie cu 50% mai mare decît căldura specifică efectiv măsurată. Enigma a fost dezlegată în 1928 de către Sommerfeld, care a arătat că electronii, particule cu spin 1/2 se comportă ca niște fermioni și se supun principiului de excluziune al lui Pauli. Rezultă de aici că pentru electronii liberi din metale, chiar la temperaturi obișnuite proprietățile lor sînt foarte diferite de acelea ale unui gaz normal, că se mani-

'estă aici caracterele lor cuantice și că cea mai mare parte a electronilor au în interiorul metalului energii cinetice mult mai ridicate decît moleculele unui gaz la aceeași temperatură. (Aceste energii sînt dealtfel practic independente de temperatură și prin urmare nu se manifestă în căldura specifică a metalului). Electronii suferă numeroase ciocniri între ei și cu atomii din rețeaua cristalină, ciocniri care asigură conductibilitatea termică a metalului. Tot aceste ciocniri sînt acelea care, atunci cînd se trece un curent electric prin metal, produc încălzirea sa prin efect Joule, adică determină rezistența electrică a conductorului. (Dealtfel folosim acest efect pentru a ne încălzi la radiatoare electrice și pentru a face să strălucească filamentele becurilor electrice).

Cînd se răcește un metal însă, rezistența sa electrică scade mai întîi după o lege practic liniară în funcție de temperatura absolută T; apoi, la o anumită temperatură, variabilă de la un metal la altul, dar egală în general cu cîteva grade absolute, rezistența electrică se prăbușește brusc și se anulează. Acesta este fenomenul de „supraconductibilitate". Așa se întîmplă, de exemplu, atunci cînd scufundăm un inel de plumb în heliu lichid, rezistența lui electrică dispare complet. Putem să observăm aceasta în felul următor: să presupunem că înainte de a răci inelul menținem în apropierea sa un magnet care produce prin el un anumit flux magnetic. Cînd, odată inelul răcit, se îndepărtează magnetul de el, variația fluxului magnetic care are loc în inel creează un curent electric indus, al cărui sens este astfel încît se opune acestei variații a fluxului. Acest curent se păstrează cu o intensitate constantă timp de ore și zile dacă se menține temperatura la cîteva grade absolute, înnoind rezerva de heliu lichid. În schimb, starea supraconductoare a plumbului dispare dacă inelul este lăsat să se încălzească. Ea poate fi, de asemenea, înlăturată supunînd metalul la un cîmp magnetic intens. Acum cîțiva ani s-au descoperit aliaje pe bază de niobiu (elementul al 41-lea din tabelul periodic) care suportă cîmpuri magne-

tice puternice fără a-şi pierde proprietatea lo supraconductoare. Cu aceste aliaje se pot constru bobine supraconductoare, se pot răci la tempera tura heliului lichid şi introduce în ele curenţ electrici care permit să se menţină în interioru lor fluxuri magnetice ridicate de lungă durată fără consum de energie electrică şi fără o încălzire stînjenitoare. Aceste dispozitive încep să fie folosite în industrie.

După aceste preliminarii, este momentul să abordăm teoria supraconductibilităţii: electronii, corpusculi de spin 1/2, sînt fermioni şi principiul de excluziune îi împiedică să se unească mai mult decît cîte doi, de spin opus, într-o aceeaşi stare cuantică — sau, ceea ce este echivalent, să aparţină unei aceeaşi unde a lui de Broglie, sau să se unească într-o aceeaşi celulă din spaţiul fazelor. Totuşi, la temperatură foarte joasă, electronii liberi dintr-un metal nu se mai comportă ca nişte particule izolate. Ei se grupează în perechi, formează adevărate molecule de cîte doi electroni. Fiecare dintre aceste perechi numite „perechi Cooper" este formată din doi electroni, unul de spin $+ 1/2$, celălalt de spin $- 1/2$; perechea are deci un spin rezultant nul şi se comportă ca un boson. Prin urmare, sub o anumită temperatură numită „temperatură critică de supraconductibilitate", electronii, care se comportau deasupra acestei temperaturi ca nişte particule izolate cu caracter de fermioni, se combină doi în „perechi de electroni", căpătînd însuşirea de boson[1]. Nimic nu împiedică atunci aceste perechi de electroni să se unească într-o aceeaşi celulă din spaţiul fazelor sau să se grupeze într-o aceeaşi stare cuantică şi să fie descrise de o aceeaşi funcţie de undă. Este ceea ce se petrece efectiv în fenomenul de supraconductibilitate, care se aseamănă dec

[1] Atomii de heliu 4, care se comportă ca nişte bosoni sînt şi ei compuşi din şase fermioni: nucleul de $^4_2$He este într-adevăr format din 2 protoni şi 2 neutroni, iar acest nucleu este înconjurat de 2 electroni. Fiecare din aceste şase particule este un fermion, dar ansamblul lor este un boson.

într-un anumit fel cu fenomenul de superfluiditate a heliului. Aceste perechi de electroni conduse de o aceeaşi funcţie de undă nu mai execută mişcări dezordonate, ci se mişcă în mod coerent, ordonat, astfel încît ciocnirile — care caracterizează agitaţia termică dezordonată — nu mai au loc, iar rezistenţa electrică, consecinţă a acestor ciocniri, se anulează.

Recunoaştem astfel în fenomenul de supraconductibilitate o stare a materiei pe care putem să o numim „coerenţă". Funcţiile de undă ale tuturor particulelor care participă la această stare s-au aşezat în fază şi materia dobîndeşte la scară macroscopică proprietăţi uimitoare, tipic „ondulatorii".

Un efect tipic ondulatoriu: efectul tunel

Cititorul este familiarizat fără îndoială cu fenomenul de reflexie totală din optică. Acest fenomen este o consecinţă a legilor refracţiei, care sînt printre legile fizice cele mai de mult cunoscute, deoarece au fost stabilite de Snellius şi Descartes încă din prima jumătate a secolului al XVII-lea. Atunci cînd un fascicul luminos trece dintr-un mediu transparent în alt mediu transparent, el îşi schimbă în general direcţia rămînînd în planul de incidenţă definit de raza incidentă şi normala la suprafaţa de separare.

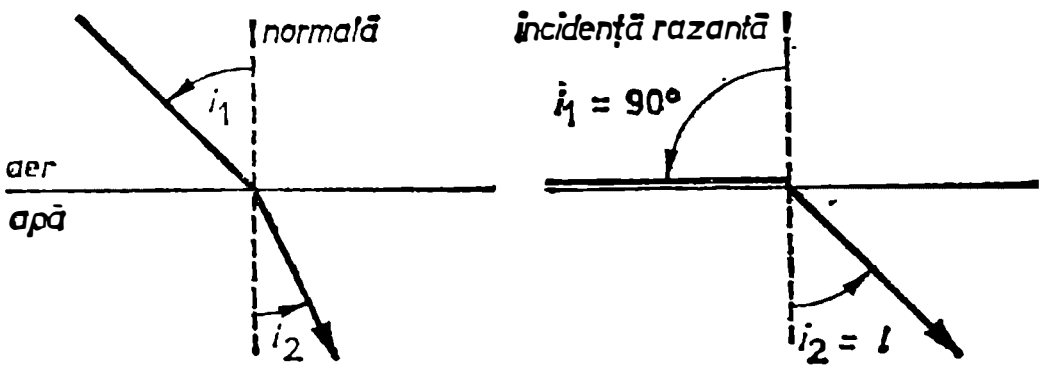


Fig. 30

Astfel, cînd un fascicul luminos trece din aer în apă sau din aer în sticlă, el se refractă apropiindu-se de normală (fig. 30) raportul dintre sinusul

unghiului de incidență i_1 și sinusul unghiului de refracție i_2 fiind egal cu o constantă n mai mare decît 1, care se numește indice de refracție al apei (sau al sticlei) în raport cu aerul.

Această lege se scrie:

$$\sin i_1 = n \sin i_2.$$

Indicele de refracție n al unui mediu în raport cu aerul depinde de lungimea de undă a luminii folosite (a culorii). Pentru radiațiile din mijlocul spectrului vizibil (radiații verzi), indicele de refracție al apei este de ordinul lui 4/3 și acela al sticlei obișnuite de ordinul lui 3/2.

Cînd unghiul de incidență i crește, unghiul de refracție i_2 crește și el pînă la o valoare limită care se obține pentru incidența razantă: $i_1 = 90°$, $\sin i_1 = 1$. Această valoare limită a unghiului i_2 se numește unghiul limită l, dat de:

$$\sin l = \frac{1}{n}.$$

Deci, pentru apă: $\sin l = \frac{3}{4}$ și $l = 49°$, iar pentru sticla obișnuită: $\sin l = \frac{2}{3}$ și $l = 42°$. Nu poate exista unghi de refracție mai mare decît l.

Să considerăm acum cazul invers, acela în care fasciculul luminos trece dintr-un mediu mai refringent (apă sau sticlă) într-un mediu mai puțin refringent (aer). Principiul „reversibilității propagării razei de lumină“ ne spune că aceeași relație a sinusurilor rămîne valabilă. Este de ajuns să inversăm pe figuri sensul săgeților și numerele de ordine ale unghiurilor. Aerul este acum cel de al doilea mediu și putem scrie:

$$\sin i_2 = n \sin i_1,$$

i_1 fiind unghiul de incidență în apă sau în sticlă.

Ce se petrece cînd unghiul de incidență în mediul cu indice ridicat este superior unghiului limită l: $i_1 > l$? Formula dă atunci pentru $\sin i_2$ o

valoare mai mare decît 1, ceea ce este imposibil. În acest caz nu poate deci să existe rază refractată în aer. Dacă se face experiența în aceste condiții, se constată că fasciculul luminos care cade pe suprafața de separare este reflectat în întregime[1]. Din acest fenomen se trag foloase în „prisma cu reflexie totală" din sticlă, a cărei față ipotenuză este înclinată cu 45° față de celelalte două fețe (acest unghi de 45° fiind superior unghiului limită al sticlei care este de 42°) . Figura 31 arată drumul unui fascicul luminos care suferă fenomenul de reflexie totală pe fața ipotenuză a unei astfel de prisme. Teoria ondulatorie (și în parti-

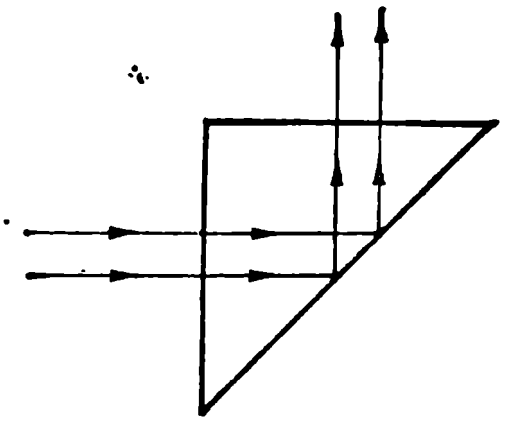


Fig. 31

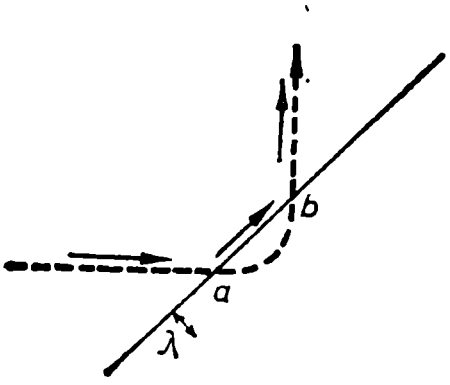


Fig. 32

cular teoria electromagnetică a luminii) arată că în fenomenul de reflexie totală unda luminoasă nu rămîne limitată la primul mediu. Ea traversează suprafața de separare și pătrunde în cel de al doilea mediu, aerul, dar fără să se poată propaga în el. Într-o peliculă subțire a acestui mediu, de-a lungul suprafeței de separare, ea formează o „undă evanescentă" a cărei amplitudine descrește exponențial plecînd de la suprafața de separare ca să se anuleze, practic, la o distanță de ordinul de mărime a două sau trei lungimi de undă.

Figura 32 arată drumul energiei luminoase (a fotonilor) în apropierea suprafeței de separare,

[1] Am văzut deja că dacă există refracție a luminii pe suprafața de separare a două medii, o parte a intensității luminoase (în general slabă) este reflectată. În acest caz se vorbește de reflexie parțială.

la scara lungimii de undă luminoase. Fotonii pătrund în al doilea mediu în punctul *a*, alunecă în unda evanescentă de-a lungul suprafeței în planul de incidență și se întorc în primul mediu în punctul *b*. Se poate deci spune că raza luminoasă reflectată nu pleacă chiar din punctul de ciocnire *a* al razei incidente cu suprafața, ci suferă o deplasare înainte, *ab*, de ordinul de mărime a lui λ[1].

Să considerăm acum o a doua prismă de sticlă, identică cu prima, și să presupunem că fețele ipotenuze ale celor două prisme sînt perfect plane. (Se poate realiza o astfel de planeitate, numită „planeitate optică", prin șlefuirea fețelor sub control interferențial.) Să așezăm cele două prisme una față de cealaltă astfel încît ansamblul să formeze un cub, lăsînd între cele două fețe ipotenuze ale lor, cu ajutorul unor mici pene fine, un interstițiu foarte îngust, de ordinul a una sau două lungimi de undă luminoasă (un micron). Constatăm atunci că numai o parte din lumina care pătrunde în prisma I este reflectată pe fața sa ipotenuză și că o altă parte, încălcînd interstițiul de aer, pătrunde în prisma II și își continuă drumul în linie dreaptă. Cu cît interstițiul dintre fețele opuse ale celor două prisme devine mai îngust, cu atît partea de lumină care traversează acest spațiu este mai mare. Cînd se înlătură complet lama subțire de aer dintre cele două prisme, realizîndu-se între cele două fețe „contactul optic", totul se petrece ca și cînd cele două prisme ar forma un cub de sticlă omogen. (În acest caz, dealtfel, cele două prisme aderă mecanic foarte tare una la cealaltă și trebuie să exercităm un efort mare pentru a le separa.)

Cazul care ne interesează aici cel mai mult este acela în care între cele două fețe rămîne un interstițiu de aer cu o grosime de ordinul de mărime

---

[1] Aceasta ne arată că o lege atît de clasică și veche ca legea de reflexie a lui Descartes merită să fie obiectul unei analize critice moderne și al unui examen experimental care poate să dea rezultate surprinzătoare.

al unei lungimi de undă, λ. Unda evanescentă se întinde atunci pînă la faţa celei de a doua prisme. Tocmai datorită existenţei acestei unde, o parte din energia luminoasă poate să pătrundă în cea de a doua prismă şi să-şi continue drumul în ea. Teoria ondulatorie permite să se calculeze proporţia de intensitate luminoasă transmisă astfel. Ea depinde de raportul dintre grosimea *e* a interstiţiului de aer, de lungimea de undă λ a luminii şi de indicele *n* al sticlei prismelor în raport cu aerul.

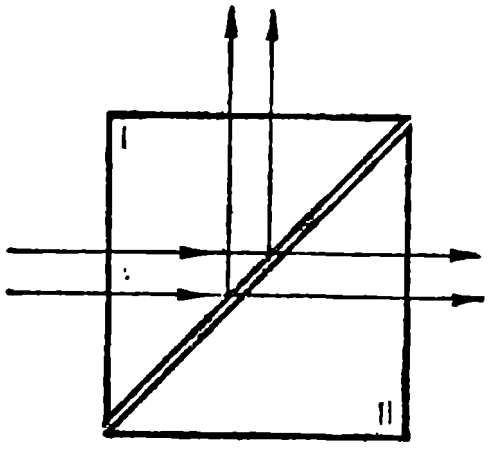


Fig. 33

Acest fenomen de transmisie a luminii printr-un interstiţiu al unui mediu de indice mic, pe care teoria ondulatorie îl interpretează uşor datorită existenţei undei evanescente, nu ar fi de înţeles în cadrul unei teorii corpusculare. El are aplicaţii practice în domeniul undelor herţiene centimetrice. Ne folosim de acest fenomen pentru a împărţi un fascicul herţian în două fascicule, ale căror rapoarte de intensitate sînt reglabile după grosimea interstiţiului de aer dintre două prisme de parafină. Acest reglaj nu prezintă nici o dificultate în acest caz, deoarece lungimea de undă a undei electromagnetice este de ordinul a cîtorva centimetri.

Efectul acesta pe care tocmai l-am examinat în amănunţime în domeniul optic şi care transformă reflexia totală în reflexie parţială se poate observa de asemenea la corpusculi materiali. În acest caz, el poartă numele de „efect tunel".

Să luăm cazul electronilor de conducție din metale. Un material izolator care înconjură un conductor metalic nu transmite electronii. Ei se reflectă pe suprafața de separare metal-izolant. Dar, datorită naturii ondulatorii a electronilor, există și în acest caz, de-a lungul suprafeței de separare dar în izolator, o undă evanescentă, astfel încît electronii sînt în stare să treacă de la un metal la altul printr-un strat de izolator dacă acesta este destul de subțire.

Denumirea de „efect tunel" este justificată de următoarele fapte: stratul de izolator formează pentru electroni ceea ce se numește o „barieră de potențial", un perete de netrecut. Energia cinetică a electronilor în metal — deși este, cum am văzut, foarte ridicată — este insuficientă pentru a le permite să treacă peste acest zid. O trecere pe deasupra ar fi împotriva principiului de conservare a energiei. Electronii nu trec peste barieră, ei trec prin ea, ca și cum zidul ar avea găuri, „tuneluri" prin care ei să poată trece. Dealtfel electronii cei mai lenți sînt aceia care trec cel mai ușor prin aceste tuneluri, în timp ce electronii rapizi ricoșează pe barieră. Într-adevăr, lungimea de undă a lui de Broglie este dată de relația $\lambda = \frac{h}{P} = \frac{h}{mv}$. Cu cît viteza electronilor este mai mică cu atît lungimea lor de undă este mai mare și cu atît unda lor evanescentă se întinde mai departe în izolator.

Acest „efect tunel" al electronilor de conducție are aplicații curente în electrotehnică. Oricine este familiarizat cu electricitatea știe că este destul să se pună în contact două fire metalice pentru ca să treacă curentul de la unul la celălalt. Totuși, toate metalele sînt întotdeauna acoperite cu un strat subțire de izolant, fie de un strat subțire de oxid ca în cazul aluminiului, fie de un strat de grăsime. Dar „efectul tunel" intervine pentru a asigura trecerea prin stratul izolator.

Un efect tunel particular, efectul Josephson

În 1962, tînărul fizician englez Josephson a prezis un efect curios care a fost efectiv pus în evidență și care poartă azi numele lui. Este vorba de un fenomen legat de efectul tunel între două metale supraconductoare separate de un strat subțire de izolant, și între care se stabilește o mică diferență de potențial, V.

Am văzut că starea supraconductoare este o „stare coerentă". Dedesubtul temperaturii critice la care apare supraconductibilitatea, electronii care sînt fermioni s-au grupat în perechi, fiecare pereche de electroni comportîndu-se ca un boson, astfel încît perechile de electroni pot să se „condenseze" împreună într-o aceeași stare cuantică, să aparțină unei aceeași funcții de undă, de o pulsație dată ω, fiecare pereche de electroni participînd la o mișcare ordonată și avînd energia $E = \hbar\omega$. Dacă avem doi supraconductori din același metal pe care îi desemnăm prin numerele 1 și 2, putem scrie pentru fiecare dintre ei

$$E_1 = \hbar\omega_1 \text{ și } E_2 = \hbar\omega_2.$$

Dacă cele două metale au același potențial, energiile E_1 și E_2 sînt identice și se întîmplă același lucru cu frecvențele celor două funcții de undă.

Dar dacă între cei doi supraconductori se stabilește o diferență de potențial V, lucrul care trebuie făcut de o pereche de electroni pentru a trece de la un supraconductor la altul este dat de relația $W = 2eV$, unde $2e$ este sarcina electrică a unei perechi și V este diferența de potențial. Diferența dintre energiile perechilor de electroni într-o parte și în cealaltă a stratului izolator este atunci:

$$E_1 - E_2 = W = 2eV.$$

În bariera de izolator dintre cei doi supraconductori, undele evanescente pătrund de o parte și de cealaltă, una cu pulsația ω_1, cealaltă cu pulsația

ω_2. Ele se vor suprapune aici, iar suprapunerea lor va da naștere unui fenomen de bătăi, cu frecvența:

$$\Omega = \omega_1 - \omega_2 = \frac{E_1 - E_2}{\hbar} = \frac{2eV}{\hbar}.$$

În această barieră se dezvoltă deci un cîmp electric periodic de pulsație Ω. Josephson a arătat că acest cîmp creează o oscilație electrică, un curent alternativ, un du-te-vino de electroni prin barieră, de pulsație $\Omega = \frac{2eV}{\hbar}$ sau de frecvență $f = \frac{\Omega}{2\pi} = \frac{2eV}{h}$.

Unii experimentatori au reușit să pună în evidență acest curent, să măsoare frecvența sa f și să arate că ea variază proporțional cu diferența de potențial V, aplicată între cei doi supraconductori. Deoarece această diferență de potențial poate fi măsurată cu precizie și deoarece este posibil să se determine, de asemenea, cu precizie frecvența oscilației electrice pe care o provoacă prin stratul de izolator, acest efect Josephson înzestrează fizica cu o nouă metodă pentru a măsura raportul dintre sarcina e a electronului și constanta lui Planck h, metodă care este una dintre cele mai bune de care dispunem la ora actuală. Efectul Josephson constituie un nou și uimitor exemplu pentru ilustrarea naturii ondulatorii a electronilor. Această natură transpare într-un fenomen macroscopic, oscilația electrică, datorită coerenței care caracterizează comportarea perechilor de electroni în supraconductori.

Generarea ordinii în structurile disipative

Am studiat pînă acum stări de ordine, „stări coerente", care apar la temperatură foarte joasă. Pentru a le obține, sistemele materiale trebuie răcite, trebuie să li se ia căldură, să li se scadă entropia, sau ceea ce este același lucru, să li se dea entropie negativă, negentropie. Fără a putea

să discutăm aici în esență principiile termodinamicii care justifică apariția stărilor de ordine la temperatură joasă, să spunem doar că se înțelege intuitiv că reducînd agitația termică dezordonată într-un sistem, se favorizează apariția unei stări de ordine.

Există alte mijloace pentru a produce și a menține stări de ordine în fizică și în chimie, în zone de temperatură apropiată de temperatura ambiantă, zone în care se desfășoară evoluția biologică. Condiția care trebuie satisfăcută pentru a face posibile astfel de „stări coerente" este de a respecta cele două principii fundamentale ale termodinamicii care ne învață că este imposibil să se creeze energie și imposibil să se creeze negentropie. Orice sistem capabil să producă și să mențină negentropie (ordine) sub o formă oarecare trebuie deci neapărat să primească energie din partea mediului înconjurător sub formă de „energie liberă"[1] și trebuie să producă în același timp entropie, pentru a compensa formarea de negentropie, adică el trebuie neapărat să reverse în mediul exterior căldură, pentru ca bilanțul total de entropie să fie pozitiv. Aceasta este cauza pentru care astfel de sisteme care, consumînd energie liberă (energie bogată în negentropie) produc ordine, dar în același timp și căldură, au fost numite „structuri disipative" de către fizicianul Prigogin, profesor la universitatea din Bruxelles, fizician care a făcut împreună cu colaboratorii săi o analiză aprofundată a acestor sisteme.

Am vrea, în cele ce urmează, să studiem două exemple de astfel de sisteme, exemple împrumutate din fizică: fenomenul de rezonanță paramagnetică și funcționarea surselor de lumină coerentă inventate în 1960 și numite „laseri".

[1] Se numește „energie liberă" o formă de energie bogată în „negentropie", care nu este deci de formă calorică. Energia mecanică, energia electrică, energia chimică sînt forme de energie bogate în energie liberă.

Paramagnetismul atomic și nuclear

Printre proprietățile corpusculilor pe care fizica atomică le-a caracterizat, am menționat masa lor, m (care determină conținutul lor în energie, $E = mc^2$), sarcina lor eventuală ($+e$ sau $-e$) și o proprietate pe care am numit-o „spinul" lor. Prin acest cuvînt exprimăm că corpusculul considerat are un moment cinetic (că este echivalentul unei mici sfîrleze rotindu-se în jurul axei sale) căruia îi este asociat un moment magnetic (că este, de asemenea, echivalentul unui mic magnet). Cînd o particulă este compusă din alte particule zise elementare — este cazul atomilor și al moleculelor — momentul său cinetic și momentul său magnetic sînt rezultantele vectoriale ale momentelor particulelor componente.

Unitatea cuantică de moment cinetic este, cum am văzut deja, egală cu $\hbar = \frac{h}{2\pi}$, iar momentele cinetice ale tuturor corpusculilor sînt întotdeauna un multiplu întreg sau semiîntreg al unității $\hbar$. Am văzut, de asemenea, că, după cum acest număr de spin este întreg sau semiîntreg, corpusculii se comportă din punct de vedere statistic ca bosoni sau ca fermioni, adică în mod complet diferit.

Nucleele atomice sînt formate din protoni (spin 1/2) și din neutroni (spin 1/2). Cînd nucleul unui element conține un număr impar din acești „nucleoni", spinul său este semiîntreg. Atunci cînd conține un număr par, spinul său nuclear este întreg. Un nucleu conținînd Z protoni, deci de sarcină $+Ze$, este înconjurat în atomul neutru de Z electroni, fiecare de sarcină e și de spin 1/2 și, după cum Z este par sau impar, momentul cinetic total al norului electronic al atomului, exprimat în unități $\hbar$, este întreg sau semiîntreg. Acest moment cinetic rezultant $j\hbar$ se caracterizează prin numărul cuantic j, întreg sau semiîntreg.

Cînd spinul unui atom sau al unei molecule este nul, momentul său cinetic total și momentul

ău magnetic total sînt amîndouă nule. Se spune atunci că starea atomului sau a moleculei este o tare „diamagnetică". Cazul atomului $^4_2$He și al elor mai multe molecule poliatomice constituie n exemplu.

Cînd spinul unei particule nu este nul, particula re în general atît un moment cinetic, cît și un noment magnetic[1]. Se spune că particula este „paramagnetică".

Unitatea cuantică de moment magnetic este nagnetonul lui Bohr.

$$\mu_B = \frac{eh}{4\pi m_0 C} \text{ sau } \frac{e\hbar}{2m_0 C}.$$

În această formulă, e este valoarea sarcinii electronului, exprimată în unități electrostatice, $\frac{e}{c}$ este atunci valoarea sa exprimată în unități electromagnetice (o unitate egală cu 10 coulombi), m_0 este masa electronului și c viteza luminii. Momentul magnetic al electronului este egal cu un magneton Bohr.

Am văzut că un atom are, în afară de „starea sau nivelul său fundamental", alte stări cuantice sau nivele de energie numite „stări excitate", un atom putînd să fie excitat prin absorbția unui foton sau prin ciocnirea cu un electron sau cu o altă particulă. Fiecare dintre aceste stări are un moment cinetic și un moment magnetic care îi sînt proprii, care caracterizează această stare și care diferă de valorile acestor momente în starea fundamentală. De exemplu, atomul de heliu $^4_2$He este diamagnetic în starea sa fundamentală, în timp ce majoritatea stărilor sale excitate sînt paramagnetice.

Se numește „raport giromagnetic" al unei particule sau al unei stări atomice raportul dintre

[1] Excepție fac „cuantele de lumină" sau „fotonii". Cînd lumina este polarizată circular, fotonii au un moment cinetic $+\hbar$ sau $-\hbar$ după sensul polarizării circulare, la dreapta sau la stînga. Dar fotonii nu au moment magnetic.

momentul său magnetic μ și momentul său cinetic. Acest raport este desemnat prin litera γ. Astfel, pentru electronul liber,

$$\gamma = \frac{\mu_B}{1/2\hbar} = \frac{e}{m_0 c}.$$

Am văzut că pentru o stare cuantică fundamentală sau excitată a unui atom, momentul cinetic este $C_j = j_0, j$ fiind un număr întreg sau semiîntreg. Momentul magnetic corespunzător μ_j se pune sub forma:

$$\mu_j = gj\mu_B,$$

unde g se numește „factorul lui Landé" al stării, factor care, pentru o configurație electronică a unui atom, este întotdeauna un număr întreg sau o fracție simplă. Raportul giromagnetic se pune sub forma:

$$\gamma = \frac{\mu_j}{C_j} = g\frac{\mu_B}{\hbar}.$$

Vedem că pentru electronul liber, factorul lui Landé este $g = 2$[1].

Cînd spinul total j al unei stări atomice este nul, configurația electronică a atomului este diamagnetică. În acest caz, se poate să subziste un paramagnetism nuclear dacă spinul nuclear i este diferit de zero, momentul cinetic al nucleului fiind egal cu $i\hbar$. Spunem, în acest caz, că există „paramagnetism nuclear". Dar, cum am văzut deja, momentele magnetice nucleare sînt de un ordin de mărime de o mie de ori mai mic decît momentele electronice și se exprimă într-o unitate care este magnetonul nuclear:

$$\mu_N = \frac{m_0}{M_H}\mu_B = \frac{\mu_B}{1849}.$$

[1] Trebuie însă să observăm că, pentru electron și pentru cea mai mare parte a nivelelor cuantice ale atomilor, semnul lui γ este negativ, cei doi vectori moment cinetic și moment magnetic, așezați pe aceeași axă, fiind de sens opus.

Cînd un corp paramagnetic nu este supus unui cîmp magnetic, axele momentelor magnetice ale atomilor sînt repartizate la întîmplare în toate direcţiile spaţiului. Dar, cînd facem să acţioneze asupra acestui corp un cîmp magnetic $\vec{H}$, fiecare dintre magneţii atomici minusculi ai momentului magnetic $\vec{\mu}$ va fi supus, din partea acestui cîmp, unui cuplu care va căuta să-l orienteze în sensul acestui cîmp.

Să introducem un triedru $Oxyz$ şi să orientăm cîmpul magnetic $\vec{H}$ după axa Oz. (fig. 34). Să

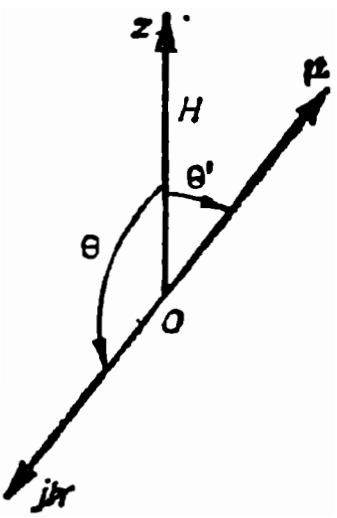


Fig. 34

presupunem că momentul magnetic μ al unui atom face unghiul θ' cu cîmpul $\vec{H}$. (Amintim că cei doi vectori moment magnetic, $\vec{\mu}$, şi moment cinetic, $j\hbar$, sînt de sens opus, astfel încît unghiul pe care îl face acest din urmă moment cu cîmpul $\vec{H}$ este $\theta = \theta' + \pi$ şi că $\cos\ \theta = -\cos\ \theta'$). Energia reciprocă dintre acest magnet minuscul de moment μ şi cîmpul $\vec{H}$ este dată de:

$$\vec{E} = -\mu\vec{H}\cos\ \theta' = +\mu\vec{H}\cos\ \theta,$$

relaţie care arată că această energie este minimă pentru un unghi θ' egal cu zero, adică atunci cînd momentul magnetic al acestui mic magnet

atomic este aliniat în sensul cîmpului. Cîmpu caută, într-adevăr, să alinieze toți micii magneț atomici în sensul său și să creeze astfel o ordin magnetică, dar agitația termică care produc ciocniri neîncetate între atomi întreține dezordine și caută să împrăștie axele micilor magneți în toate direcțiile. Între aceste două acțiuni anta goniste, una care încearcă să producă ordine cealaltă dezordine, se stabilește un compromis o ordine parțială, cu atît mai mare cu cît agitația termică este mai slabă. Substanța capătă o mag netizare care corespunde unui moment mediu $\vec{\mu}$ pe atom invers proporțional cu temperatura absolută T (atît timp cît aceasta nu este prea joasă). Această lege a unei magnetizări medii μ pe atom sau $N\vec{\mu}$ pe atom-gram a fost stabilită experimental de Pierre Curie și se numește legea lui Curie. Ea a fost justificată teoretic de Paul Langevin și Leon Brillouin.

Dar, în prezența unui cîmp magnetic $\vec{H}$, se produce și un alt efect. Teoria cuantică arată că unghiurile θ și θ' nu pot să păstreze orice valoare, ci că se produce ceea ce se numește „cuantificarea spațială", care impune unghiului θ un șir de valori discontinue date de relația:

$$\cos\ \theta = \frac{m}{j},$$

numărul m numit „număr cuantic magnetic", fiind întreg sau semiîntreg după cum numărul j este întreg sau semiîntreg, și putînd să ia una dintre cele $2j + 1$ valori care diferă cu o unitate între $+j$ și $-j$.

Dacă introducem această valoare a lui cos θ în formula energiei E și dacă numim E_m energia corespunzătoare unei valori date a numărului m, obținem:

$$E_m = \mu H \frac{m}{j}.$$

Amintim, pe de altă parte, că $\mu = \gamma_j \hbar$, de unde $E_m = m\gamma\hbar H$.

Putem să tragem de aici concluzia că într-un cîmp magnetic H o stare de energie cuantică a unui atom paramagnetic, caracterizată prin numărul cuantic j și momentul cinetic $j\hbar$, se descompune în $2j + 1$ subnivele de energie echidistantă care se numesc subnivele magnetice sau subniveluri Zeeman, fiecare dintre ele fiind caracterizat printr-o valoare a numărului cuantic magnetic m. Distanța pe scara energetică dintre două nivele consecutive E_{m+1} și E_m este,

$$\Delta E = E_{m+1} - E_m = \gamma \hbar H.$$

Dacă se consideră tranziția spectrală între aceste două nivele, ea va corespunde după regula lui Bohr la pulsația

$$\omega = \frac{E_{m+1} - E_m}{\hbar} = \gamma H,$$

unde $\gamma = \frac{\omega}{2\pi}$ este frecvența sa. Pentru valori ale cîmpului magnetic H pe care le putem produce cu ușurință (de la 0 la 10 000 gauss), ordinul de mărime al acestor frecvențe este în domeniul hertzian.

Formula lui Boltzmann, de care ne-am folosit în prima parte a acestei cărți, permite să se calculeze la o temperatură dată, T, numărul de atomi N_m aflați pe fiecare din subnivelele magnetice. Acest număr este:

$N_m = C \exp\left(-\frac{E_m}{kT}\right)$ unde C este o constantă.

Deoarece diferențele de energie între nivelele E_m sînt foarte mici în raport cu energia de agitație termică kT, putem să ne mulțumim cu aproximația $\exp(-x) = 1 - x$, valabilă pentru $x \ll 1$, și să scriem:

$$N_m = C\left(1 - \frac{E_m}{kT}\right) = C\left(1 - \frac{m\gamma\hbar H}{kT}\right).$$

Constanta C se determină ușor scriind că suma populațiilor de pe cele $(2j + 1)$ nivele m, m fiind

cuprins între j și $-j$, este egală cu N, numărul total de atomi în starea cuantică considerată:

$$N = \sum_{m=-j}^{m=+j} N_m = C(2j+1).$$

Într-adevăr, suma termenilor care conțin factorul m este nulă, termenii cu m pozitiv și cu m negativ anulîndu-se reciproc, iar suma de $(2j+1)$ ori unitatea este egală cu $2j+1$. Vedem deci că $C = \frac{N}{2j+1}$, astfel că N_m se scrie sub forma:

$$N_m = \frac{N}{2j+1}\left(1 - m\frac{\gamma\hbar H}{kT}\right).$$

Să considerăm cazul simplu al unui corpuscul sau al unei stări de spin pentru care $j = 1/2$. În acest caz nu sînt decît două subnivele magnetice, $m = +1/2$ care este nivelul superior, și $m = -1/2$ care este nivelul inferior, iar numerele de atomi de pe aceste două subniveluri

$$E_{+1/2} \ldots\ldots\ldots\ldots m = +1/2,$$

$$E_{-1/2} \ldots\ldots\ldots\ldots m = -1/2,$$

sînt, respectiv, $N_{-1/2} = \frac{N}{2}\left(1 + 1/2\,\frac{\gamma\hbar H}{kT}\right)$

și $N_{+1/2} = \frac{N}{2}\left(1 - 1/2\,\frac{\gamma\hbar H}{kT}\right)$.

La echilibru termic, subnivelul magnetic inferior conține mai mulți atomi decît nivelul superior, dar diferența este mică și egală cu:

$$\Delta N = N_{-1/2} - N_{+1/2} = \frac{N}{2}\,\frac{\gamma\hbar H}{kT}.$$

Deoarece unghiul dintre momentul magnetic μ și cîmpul H este dat de $\cos\theta' = -\frac{m}{j}$, vedem că, pentru starea inferioară $m = -1/2$, $\cos\theta' =$

$= +1$ adică, momentul magnetic al atomilor este orientat în sensul cîmpului, dar pentru starea superioară $m = +1/2$, cos $\theta' = -1$, adică momentul magnetic se îndreaptă în sensul invers al cîmpului.

Momentul magnetic global al unei probe paramagnetice conţinînd N atomi este dat de:

$$\mu \Delta N = \frac{N}{2} \frac{\mu \gamma \hbar H}{kT},$$

iar momentul mediu per atom este:

$$\bar{\mu} = \frac{\mu \Delta N}{N} = 1/2 \frac{\mu \gamma \hbar H}{kT}.$$

Amintindu-ne că $\mu = \gamma j h$, şi că aici $j = 1/2$, putem să mai scriem această formulă sub forma:

$$\mu = \diagup \frac{H}{kT}$$

şi vedem deci, pe acest exemplu particular $j = 1/2$, că magnetizarea căpătată de substanţă este, conform legii lui Curie, proporţională cu cîmpul H şi invers proporţională cu temperatura absolută T. Se poate arăta că, în cazul general, pentru un număr j cu o altă valoare, momentul mediu al unui atom la temperatura T, atunci cînd se aplică un cîmp H, este dat de relaţia:

$$\bar{\mu} = \frac{j+1}{3j} \cdot \mu^2 \frac{H}{kT}.$$

Precesia Larmor

Am văzut că, într-un subnivel magnetic dat, vectorul moment magnetic $\vec{\mu}$ al atomilor care se găsesc pe acest subnivel face cu direcţia vectorului cîmp $\vec{H}$ un unghi θ' dat de $\cos \theta' = -\frac{m}{j}$.

În general, acest moment are o componentă paralelă cu cîmpul H, care este egală cu $\mu_l = \mu \cos \theta'$, pe care o numim „moment longitudinal“,

și o componentă în planul perpendicular la cîmp (plan ecuatorial) $\mu_t = \mu \sin \theta'$, numită „moment transversal“ (fig. 35).

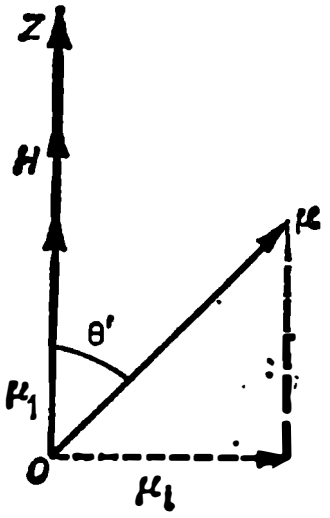


Fig. 35

Numai componenta μ_t aduce o contribuție la magnetizarea corpului. Cîmpul H exercită asupra momentului magnetic μ un cuplu de forțe care l-ar face să se răstoarne în direcția cîmpului dacă nu ar exista și momentul cinetic. Prezența momentului cinetic $C_j = jh$ schimbă însă profund efectul acestui cuplu și se poate arăta că atomul începe să se rotească în jurul cîmpului H cu o viteză unghiulară $\omega = \gamma H$, γ fiind raportul giromagnetic. Această mișcare, care antrenează rotația componentei μ_t în planul ecuatorial, poartă numele de „precesia lui Larmor“ (după numele fizicianului irlandez care a pus în evidență acest fenomen). Mișcarea de precesie se datorește deci faptului că atomul (sau corpusculul) este în același timp un magnet și o sfîrlează[1].

Ca urmare a acestei mișcări, componenta transversală μ_t a momentului magnetic se rotește

[1] Pe vremea cînd autorul era copil, toți copiii se jucau cu sfîrleaza. Mișcarea sfîrlezei era întreținută de un mic bici cu care copilul intensifica rotația sfîrlezei. Copilul constata că axul sfîrlezei, atunci cînd era înclinat, începea să se învîrtească ușor în jurul verticalei, adică a direcției forței de gravitație: axul căpătase o „mișcare de precesie“. În cazul sfîrlezei atomice, cîmpul magnetic joacă rolul pe care îl joacă pentru sfîrleaza copilului cîmpul gravitațional.

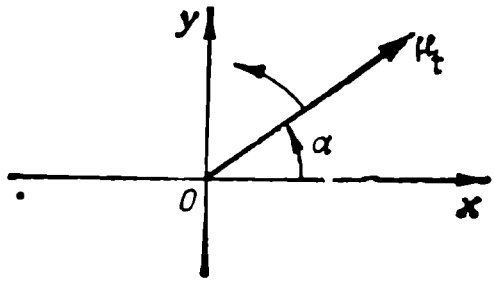


Fig. 36

în planul ecuatorial $Ox\ y$ în jurul axei Oz a cîmpului $\vec{H}$ cu viteza unghiulară ω. Unghiul α, pe care îl face momentul transversal μ_t cu o direcție fixă Ox a acestui plan (fig. 36), variază deci periodic după legea:

$$\alpha = \omega t + \varphi,$$

expresie în care φ reprezintă unghiul de fază, acela al momentului transversal μ_t față de axa Qx, la momentul $t = 0$. Într-un ansamblu compus dintr-un mare număr de atomi, acest unghi φ variază la întîmplare de la un atom la altul. Există o incoerență a fazelor precesiei Larmor și rezultă de aici că rezultanta momentelor μ_t a tuturor atomilor în planul ecuatorial este nulă.

Aplicarea la o substanță formată din atomi paramagnetici în direcția lui Oz a unui cîmp magnetic constant H_0 are deci ca efect să creeze o ordine parțială și să producă în direcția și în sensul cîmpului o magnetizare care se traduce, pentru N atomi, printr-un moment magnetic global în direcția longitudinală Oz, moment egal cu:

$$M_z = N\bar{\mu} = N\,\frac{i+1}{3j}\,\mu^2\,\frac{H}{kT},$$

cu atît mai intens cu cît temperatura e mai joasă. Numai la temperatură foarte joasă (He lichid) acțiunea cîmpului H asupra momentelor magnetice $\vec{\mu}$ ale atomilor este destul de puternică pentru a învinge complet agitația termică (atunci cînd $\mu H \gg kT$) și să alinieze toate momentele ato-

mice μ în sensul cîmpului. Se spune atunci că s-a atins saturația paramagnetică[1].

În schimb, cu toată prezența cîmpului H_0, componentele transversale μ_t ale momentelor care încep să se învîrtească în jurul acestui cîmp cu viteza unghiulară $\omega_0 = \gamma H_0$ nu prezintă nici o coerență de fază între ele, și această „precesie Larmor" în jurul lui H_0 se face în „dezordine" și rămîne neobservabilă.

Rezonanța paramagnetică

Aici este locul unde intervine procedeul care se numește „rezonanța paramagnetică" sau, mai pe scurt, „rezonanța magnetică", care permite să se transforme această precesie Larmor dezordonată și incoerentă într-o precesie ordonată și coerentă.

Să ne amintim că, dacă se aplică un cîmp magnetic unei substanțe paramagnetice ai cărei atomi au un spin, adică momentul cinetic $\vec{C} = j\hbar$ și momentul magnetic asociat $\vec{\mu} = \gamma\vec{C}$, nivelul de energie atomică caracterizat prin numărul cuantic j se subdivide în $2j + 1$ subniveluri magnetice E_m echidistante la intervalul:

$$E_{m+1} - E_m = \gamma\hbar H,$$

astfel că pulsația tranzițiilor spectrale între aceste nivele este:

$$\omega = \frac{E_{m+1} - E_m}{\hbar} = \gamma H.$$

Cititorul va observa că pulsația ω a acestor tranziții este egală cu aceea a precesiei Larmor.

Această identitate exprimă un aspect al „principiului de corespondență" al lui Bohr, după care conceptul de tranziție cuantică corespunde în

[1] Bineînțeles, la o temperatură foarte joasă nu mai este valabilă formula noastră care dă pe $\vec{\mu}$, stabilită pentru cazul $\mu H \ll kT$.

teoria electromagnetică clasică, la variația periodică a unui moment electric sau a unui moment magnetic în atom, în cazul nostru rotației periodice a componentei transversale μ_t în planul ecuatorial.

Cînd unor atomi paramagnetici scufundați într-un cîmp constant (pe care îl vom numi de aici înainte H_0) li se aplică un cîmp magnetic alternativ cu frecvența $\omega_0 = \gamma H_0$, se produc tranziții, „salturi cuantice" între diferitele stări E_m ale atomilor individuali; se poate arăta că momentul magnetic global, $N\bar{\mu}$, al ansamblului atomilor se comportă așa cum s-ar comporta, după teroia electromagnetică clasică, un moment magnetic sub influența unui cîmp alternativ. Această interacție dintre atomii paramagnetici și un cîmp magnetic alternativ, care are loc cînd pulsația cîmpului alternativ ω este egală cu „pulsația de rezonanță" $\omega_0 = \gamma H_0$, se numește „rezonanță magnetică".

Teoria clasică a acestei rezonanțe a fost dezvoltată în 1946 de către Felix Bloch. Ne vom mărgini aici să indicăm rezultatele ei esențiale.

Pentru a fi eficace, cîmpul magnetic alternativ aplicat substanței paramagnetice trebuie să fie orientat în direcția planului ecuatorial, de exemplu în direcția Ox, și să fie de forma $H_1 \cos \omega t$.

Rezonanța care se produce pentru $\omega = \omega_0$ antrenează următoarele efecte:

1. Ea are tendința să egalizeze populațiile între subnivelele E_m, populații care, în prezența exclusivă a cîmpului H_0 sînt:

$$N_m = \frac{N}{2j+1}\left(1 - m\frac{\mu H}{kT}\right).$$

Rezultă de aici că momentul magnetic global al mediului în direcția cîmpului H_0:

$$N\bar{\mu} = N\,\frac{j+1}{3j}\,\mu^2\,\frac{H}{kT}$$

va fi redus sub influența rezonanței magnetice. Totul se petrece deci ca și cînd cîmpul alternativ care produce rezonanța magnetică ar „încălzi"

spinii și ca și cînd ar crea în mijlocul lor o „temperatură de spin", T_S, mai ridicată decît temperatura normală a mediului (care, în cazul unei substanțe solide, se obișnuiește să se numească „temperatură a rețelei").

2. Aplicarea cîmpului magnetic alternativ avînd pulsația de rezonanță $\omega = \omega_0$ are ca efect să transforme o parte din momentul global longitudinal $\bar{\mu}_z$ în moment transversal $\bar{\mu}_t$ și, de asemenea, să facă „coerente" precesiile Larmor ale momentelor individuale μ_t ale atomilor printr-un efect de antrenare care leagă faza atomilor care sînt în precesie de faza cîmpului alternativ. Cîmpul alternativ $H_1 \cos \omega t$ care oscilează după axa Ox, poate, într-adevăr, să fie descompus în două cîmpuri rotitoare de amplitudine pe jumătate $\frac{H_1}{2}$, unul rotindu-se în planul xOy, în sensul acelor ceasornicului, iar celălalt în sens invers. Cîmpul care se rotește în același sens cu atomii este acela care va antrena momentele lor de precesie în urma sa și va lega faza lor de rotație cu a sa, astfel încît să facă precesiile lor coerente[1].

3. Am văzut că unul dintre efectele rezonanței magnetice este să încălzească spinii la o temperatură de spin T_S, superioară temperaturii normale a mediului, de unde rezultă că acești spini nu mai sînt în echilibru termic cu „rețeaua". Dar, sub influența agitației termice a acesteia, spinii au tendința de a se reașeza în echilibru termic cu mediul. Într-adevăr, cînd se întrerupe acțiunea cîmpului alternativ, se constată că spinii se reașează în echilibru după o lege exponențială în funcție de timp, $\exp\left(\frac{-t}{T_1}\right)$, proces care se numește proces de „relaxare" — constanta de timp T_1 se numește atunci „timp de relaxare". Acest proces are, de asemenea, loc în permanență în timpul rezonanței, astfel că în

[1] Se poate arăta că la rezonanța exactă cînd $\omega = \omega_0$, momentele antrenate μ_t urmează în unghi drept cîmpul rotitor care le antrenează.

regim staționar se stabilește un echilibru dinamic între acțiunea cîmpului director H_0 care orientează, acțiunea rezonantă a cîmpului alternativ $H_1 \cos\omega t$, care încălzește spinii și pune în coerență mișcarea de precesie a atomilor, și acțiunea relaxării care transmite rețelei căldura de spin.

Un astfel de sistem de spini paramagnetici, supuși la rezonanță magnetică, constituie deci într-adevăr o „structură disipativă" care primește energie electrică prin intermediul circuitului care întreține cîmpul magnetic alternativ. El folosește această energie pentru a crea în mijlocul său o stare coerentă de precesie a momentelor atomice și cedează mediului exterior căldură prin procesul de relaxare. Precesia coerentă a momentelor magnetice transversale ale ansamblului atomilor creează un moment magnetic macroscopic de valoare $N\bar{\mu}_t$ care se rotește în planul ecuatorial și care este destul de intens pentru a induce într-o bobină, a cărei axă este orientată în planul ecuatorial după Oy, o forță electromotoare de inducție care, amplificată în mod convenabil de către un dispozitiv electronic, permite să se deceleze rezonanța magnetică și să se cunoască frecvența de rezonanță

$$\nu_0 = \frac{\omega_0}{2\pi} = \frac{\gamma}{2\pi} H_0 .$$

Măsurarea simultană a cîmpului director H_0 și a frecvenței de rezonanță ν_0 permite să se determine cu precizie raportul giromagnetic $\gamma = \frac{\mu}{j\hbar}$, și să se deducă din el, cînd numărul cuantic j este cunoscut, valoarea numerică a momentului magnetic μ al stării atomice studiate. Această metodă este deosebit de prețioasă cînd este vorba de paramagnetismul nuclear. În acest caz, numărul j se identifică cu numărul de spin nuclear i. Prin această metodă, s-au putut determina cu o precizie bună valorile momentelor magnetice nucleare pentru numeroase nuclee atomice.

Metodele optice ale rezonanței paramagnetice

Studiul rezonanței magnetice îmi dă prilejul de a spune cîteva cuvinte despre lucrările echipei de cercetători care a pus la punct și a dezvoltat metodele optice ale rezonanței magnetice, la laboratorul de fizică al Școlii normale superioare. Aceste metode, care au fost aplicate mai ales unor gaze și vapori paramagnetici sub presiune mică, prezintă un interes dublu: ele permit, datorită tehnicii zise „de pompaj optic", să se producă în interiorul mediului studiat o magnetizare longitudinală $\bar{\mu}_z$ mult superioară aceleia care corespunde echilibrului termic la temperatura mediului, magnetizare pe care rezonanța magnetică o transformă în moment transversal μ_t care execută o precesie cu frecvența de rezonanță ν_0 și permit o detectare optică de mare sensibilitate fie a variației momentului longitudinal μ_z în momentul rezonanței, fie a momentului transversal μ_t care execută o precesie și produce un semnal luminos modulat. În sfîrșit, metodele optice prezintă încă un alt avantaj, care este esențial: datorită metodei de „dublă rezonanță" inaugurată de Jean Brossel, ele permit să se extindă studiul rezonanțelor magnetice la nivelele excitate ale atomilor și moleculelor.

Iată principiul metodei de pompaj optic. Am văzut că o radiație luminoasă monocromatică de frecvență ν interacționează cu un atom dacă frecvența sa satisface condiția lui Bohr,

$$h\nu = E_n - E_m$$

unde E_n și E_m sînt energiile a două nivele cuantice din acest atom, E_n fiind energia nivelului superior și E_m aceea a nivelului inferior. Dacă acesta din urmă este nivelul fundamental al atomului (nivel ocupat de atomii în starea normală), atomii unui gaz sau ai unor vapori sînt în stare să absoarbă radiația de frecvență ν și să fie ridicați astfel la un nivel excitat E_n. Dacă presiunea vaporilor este mică, astfel ca ciocnirile să fie rare, fiecare

atom excitat va reemite linia de frecvenţă ν şi se va întoarce la starea fundamentală. Această „emisie spontană" este un proces care este guvernat de o lege statistică de formă exponenţială, de acelaşi tip cu aceea care guvernează transmutaţia radioactivă. Dacă, la un moment dat, t_0, se întrerupe iradierea, numărul de atomi excitaţi, N_t, va descreşte în funcţie de timpul t după legea:

$$N_t = N_0 \exp\left(-\frac{t - t_0}{\tau}\right).$$

Constanta de timp τ se numeşte „durata de viaţă medie" a stării excitate. Ea are doar o semnificaţie statistică. Deoarece, ca şi în transmutaţia radioactivă şi aici este imposibil să se prevadă în care moment se va dezexcita un atom individual dat pentru a emite un foton de energie $h\nu$; tot astfel este imposibil să se ştie în care direcţie a spaţiului va fi acesta emis. Şi într-un caz şi în celălalt, fizicianul nu poate evalua decît probabilităţi, care nu iau un aspect „determinist" decît dacă avem de-a face cu un mare număr de atomi. Se poate prevedea atunci că la capătul unui timp de $0{,}69\tau$, jumătate din atomii excitaţi îşi vor fi emis fotonul lor. Pentru cea mai mare parte a stărilor excitate ale atomilor, duratele de viaţă medie sînt foarte scurte, de ordinul miliardimii (10^{-9}) şi al milionomii (10^{-6}) de secundă. Dealtfel fiecare stare excitată poate fi caracterizată prin valoarea numerică a duratei vieţii sale medii. Multe dintre aceste durate sînt la ora actuală încă prost cunoscute, deşi în ultimii ani s-au făcut progrese mari. Pentru cîteva stări excitate rare durata de viaţă este excepţional de lungă. Aceste stări se numesc „stări metastabile".

Fenomenul care constă din a iradia nişte vapori sub presiune scăzută cu o radiaţie absorbabilă de către atomi în starea lor fundamentală şi reemisă de către ei în toate direcţiile se numeşte „rezonanţă optică". Fizicianul american Wood l-a descoperit la începutul acestui secol la vaporii de sodiu şi de mercur şi a făcut în acest sens un

studiu temeinic. Radiaţiile care joacă rolul de „radiaţii de rezonanţă“ pentru aceşti vapori sînt radiaţia galbenă a sodiului, care este formată din două componente, D_1 la $\lambda = 2\,896$ Å şi D_2 la $\lambda = 5\,890$ Å, şi „radiaţia de rezonanţă“ a mercurului, aflată în ultraviolet la $\lambda = 2\,537$ Å. Aceste radiaţii sînt emise de nişte lămpi cu descărcare electrică conţinînd vapori metalici, sodiu (folosite înainte la iluminarea străzilor) şi mercur. Cu lumina lămpii se luminează „celula de rezonanţă“ care conţine vapori metalici, o celulă cu pereţi de sticlă pentru sodiu şi cu pereţi de silice topită (cuarţ) pentru mercur. Aceste celule sînt prevăzute cu un tub de vid în care s-a distilat în vid o picătură de metal înainte de a se închide ermetic tubul. Prin temperatura picăturii metalice (120° la 150°C pentru sodiu, — 20 °C la + 20 °C pentru mercur) se reglează presiunea vaporilor.

„Pompajul optic“ necesită polarizarea luminii incidente. Se poate obţine astfel o excitaţie selectivă a subnivelelor magnetice ale stării excitate. Folosind o lumină polarizată rectiliniu şi aplicînd vaporilor un cîmp magnetic, H_0, paralel cu vibraţia luminoasă excitatoare, se provoacă, ridicînd atomul de la starea fundamentală la starea excitată, o tranziţie spectrală, $\Delta m = 0$, în timpul căreia numărul cuantic magnetic m rămîne ne-

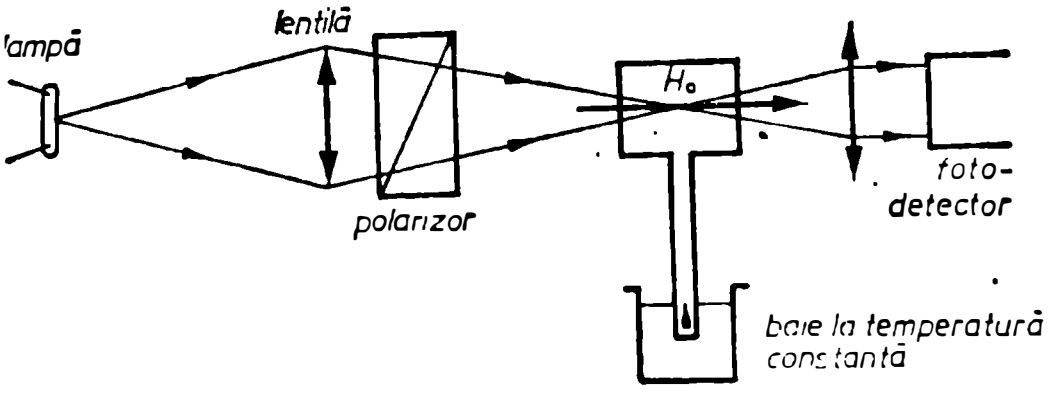


Fig. 37

schimbat. Dacă, în schimb, se polarizează lumina incidentă circular, şi dacă cîmpul H_0 este paralel cu direcţia razelor incidente (săgeata din figura 37), nu se obţin decît tranziţii $m \to m + 1$ dacă polarizarea circulară a luminii este dextro-

giră și din contră tranziții $m \to m - 1$ dacă polarizarea circulară a luminii este levogiră. După cum am văzut, fotonii de lumină polarizată circular transportă fiecare o unitate cuantică de moment cinetic $+\hbar$ pentru lumina circulară dextrogiră și $-\hbar$ pentru cea levogiră; astfel, cînd atomul absoarbe un foton, el primește nu numai energia sa $h\nu$, ci și momentul său cinetic $+\hbar$ sau $-\hbar$. Cînd atomii revin în starea fundamentală, emițînd un foton, o mare parte dintre ei păstrează momentul cinetic căpătat în felul acesta, astfel încît se obține, în stare fundamentală, o repartiție de populație între subnivelele magnetice ale acestei stări care este foarte asimetrică. O iradiere în lumină circulară dextrogiră permite să se îmbogățească populația stărilor m pozitive în dauna stărilor m negative; o iradiere în lumină circulară levogiră permite o îmbogățire în sens invers. Deoarece momentul magnetic este asociat cu momentul cinetic al atomilor, o astfel de îmbogățire asimetrică a stărilor m este legată de o magnetizare a vaporilor în sensul cîmpului magnetic, H_0, cînd se îmbogățesc subnivelele m negative și în sens invers cu cîmpul cînd se favorizează subnivelele m pozitive. Se mai poate spune că, în primul caz, „pompajul optic“[1] creează în vapori o situație care corespunde unei temperaturi de spin foarte scăzută, în timp ce, în al doilea caz, el creează o situație de „inversare de populație“, nivelele m superioare fiind mai populate decît nivelele m inferioare. În acest din urmă caz avem de-a face cu o temperatură de spin „negativă“ pe scara absolută a temperaturilor. Altfel spus, pompajul optic este un mijloc de a transfera atomilor momentul cinetic transportat de lumina polarizată circular.

Să considerăm un exemplu împrumutat din paramagnetismul nuclear, acela al izotopului 199 al mercurului $^{199}_{80}\mathrm{Hg}$, al cărui spin nuclear este

[1] Cuvîntul „pompaj“ este justificat prin faptul că acest transfer de la starea fundamentală către stările m mai ridicate sau mai joase în valoare absolută se face prin intermediul stării excitate.

$i = 1/2$. Nucleul acestui izotop are deci un moment cinetic $1/2\,\hbar$ căruia îi este asociat un moment magnetic nuclear de semn pozitiv.[1]

Starea fundamentală a configurației electronice a atomului de mercur este o stare $j = 0$, lipsită de spin electronic, și care este deci diamagnetică. Singurul paramagnetism prezent în acest caz este paramagnetismul nuclear asociat momentului cinetic nuclear.

Mercurul natural este un amestec de vreo jumătate de duzină de izotopi, dintre care patru au

---

[1] Ca să evităm confuziile, se cuvine să precizăm convenţiile de semn.

1. *Lumina circulară dextrogiră și levogiră*

Vibrația luminoasă este reprezentată printr-un vector care se rotește în planul undei. Sensul de rotaţie este definit de observatorul care vede fasciculul luminos venind spre el. Dacă el vede vectorul luminos rotindu-se în sensul acelor ceasornicului, se spune că lumina este circulară dreaptă sau „dextrogiră". Dacă el vede vectorul luminos rotindu-se în sens invers, se spune că lumina este circulară stîngă sau „levogiră".

2. *Vibrația circulară* σ^+ *sau* σ^-.

Aceste simboluri precizează sensul de rotaţie al unui vector (vector luminos cu cîmp magnetic rotitor) rotindu-se în planul ecuatorial xy faţă de sensul cîmpului director H_0 perpendicular pe acest plan (paralel cu Oz). Dacă sensul de rotaţie este legat de sensul cîmpului H_0 prin regula burghiului, vectorul rotitor se numește σ^+; dacă rotaţia acestui vector este în sens invers, el se numește σ^-.

Astfel o lumină circulară dextrogiră este σ^+ dacă fasciculul luminos se propagă în sens invers faţă de cîmpul H_0.

3. *Sensul precesiei Larmor și ordinea verticală a subnivelelor magnetice* E_m *ale unei stări* E_1.

Să amintim mai întîi că vectorii cîmp magnetic, H, moment magnetic μ și moment cinetic C sînt vectori axiali și nu vectori polari. Ei definesc un sens de rotaţie în jurul vectorului și nu un sens de săgeată de-a lungul direcţiei vectorului. Dacă am luat obiceiul — regretabil — de a reprezenta vectorii axiali prin săgeţi, aceasta este cu condiţia de a lega sensul săgeţii cu sensul de rotaţie prin regula burghiului.

Pentru o particulă cu „spin" adică cu un moment cinetic $\vec{C}$ și un moment magnetic asociat μ, relaţia dintre

masa atomică pară: 198, 200, 202 şi 204, cu spin nuclear nul, formînd 70% din total. Restul este format din doi izotopi fără soţ: izotopul 199 cu spin nuclear $i = \frac{1}{2}$ şi cu moment magnetic nuclear pozitiv care reprezintă 17% din mercurul natural şi, în sfîrşit, izotopul 201, cu spin nuclear $i = 3/2$ şi cu moment magnetic nuclear negativ, care reprezintă 13% din el.

---

aceste două momente fiind definită prin raportul giromagnetic γ

$$\mu = \gamma C,$$

se pot deosebi două cazuri:

a) *Cazul electronului şi al celor mai multe stări cuantice ale atomilor, acelea pentru care factorul Landé g este pozitiv.*

În acest caz, vectorii C şi μ corespund la rotaţii în sens invers:

$$\overleftarrow{\mu} \cdot \overrightarrow{C}$$

Trebuie să scriem deci: $\gamma < 0$

$$\vec{\mu} = \gamma \vec{C} = -|\gamma| \ \vec{C},$$

cu

$$\gamma = g \frac{e}{m_0} = - g \frac{|e|}{m_0},$$

sarcina electronului, e, fiind considerată, de asemenea, negativă:

$$e = - |e|$$

În acest caz, sensul precesiei Larmor este legat de sensul cîmpului H_0 prin regula burghiului. Dacă se consideră această conexiune pozitivă, trebuie să scriem:

$$\omega_0 = - \gamma H_0 = |\gamma| \ H_0.$$

Pe scara energiei, nivelele $m > 0$ sînt de energie superioară, iar nivelele $m < 0$ sînt de energie inferioară (fig. 38).

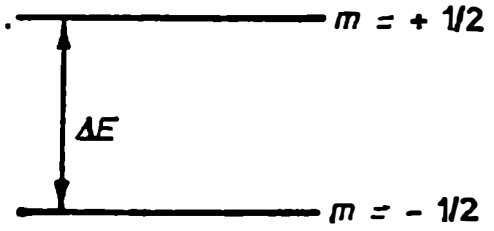
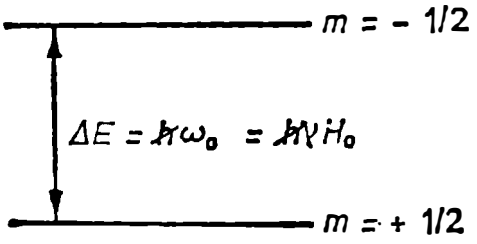


Fig. 38

Să amintim că, la echilibru termic, nivelele inferioare sînt

Bernard Cagnac a reușit să obțină procente de pompaj ridicate punînd în celula de rezonanță izotop 199 pur 99% și iradiindu-l cu lumină polarizată circular. După sensul de polarizare circulară folosit, el a reușit să concentreze 80% din atomi fie în subnivelul $m = +1/2$, pompînd cu lumină σ^+, fie în subnivelul superior $m = -1/2$, pompînd cu lumină σ^- (fig. 39).

Experimentatorul dispune de un mijloc simplu de a aprecia procentul de pompaj obținut, căci numai atomii din subnivelul $m = -1/2$ pot să absoarbă lumina cu polarizare circulară σ^+. Pe măsură ce pompajul progresează, vaporii devin deci mai transparenți. Procentele ridicate de pompaj obținute se explică prin faptul că procesul de relaxare care aduce înapoi procentul de orientare nucleară la acela corespunzător echilibrului termic este aici un proces foarte lent.



Subnivele magnetice nucleare ale izotopului 199 Hg în starea electronică fundamentală

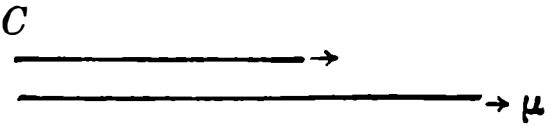
Fig. 39

---

mai populate decît nivelele superioare:
$N_{+1/2} / N_{-1/2} = \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right)$ după Boltzmann. Acest caz ($\gamma < 0$) este, de asemenea, acela al momentelor magnetice nucleare zise negative.

b) *Cazul momentelor magnetice nucleare pozitive și acela al stărilor electronice ale atomilor pentru care* $g < 0$.

Vectorii axiali $\vec{\mu}$ și $\vec{C}$ se rotesc în același sens:



Considerăm raportul γ pozitiv:

$$\vec{\mu} = \gamma \vec{C} = |\gamma| \vec{C}.$$

Sensul precesiei Larmor este invers aceluia dat de regula burghiului. Vom scrie, deci:

$$\omega_0 = \gamma H_0 = |\gamma| H_0.$$

În acest caz, pe scara energiei, stările m pozitive sînt

Dacă peretele celulei de rezonanță se află la temperatura de 20 °C, timpii de relaxare măsurați sînt de ordinul a cîtorva secunde. Încălzind pereții celulei de rezonanță, Cagnac a obținut un rezultat surprinzător. Deoarece agitația termică crește cu temperatura, el se aștepta să găsească o relaxare mai rapidă la temperatură mai ridicată. Avea să constate contrariul: cu cît temperatura crește, cu atît relaxarea se încetinește. La 300 °C se măsoară un timp de relaxare de 2 minute, iar la 600 °C timpul de relaxare se lungește la 15 minute.

Cum se explică această comportare? Densitatea vaporilor este atît de slabă încît atomii de mercur au puține posibilități să se întîlnească în drum. Singurele ciocniri eficace sînt ciocnirile atomilor de pereții recipientului. Prin contactul cu peretele se produce relaxarea, deoarece axul magnetic al atomilor este aici perturbat. Dar contactul cu peretele nu este o simplă ricoșare, care nu ar asigura decît o durată de contact de ordinul a 10^{-12} secunde. Mai degrabă, atomii, ajungînd la perete se fixează pe el, sînt absorbiți aici un timp foarte scurt, apoi se reevaporă. Acest timp de absorbție este cu atît mai scurt cu cît peretele se află la o temperatură mai ridicată. La temperatura obișnuită, el este de ordinul a 10^{-6} s (o milionime de secundă), dar cînd peretele se încălzește timpul de contact se scurtează, iar la temperatură foarte înaltă atomii sfîrșesc prin a ricoșa de perete fără a adera la el. Deoarece relaxarea are loc în timpul contactului atomului cu peretele, se înțelege că relaxarea este mai

---

acelea care corespund nivelelor inferioare și care sînt cele mai populate la echilibrul termic (fig. 39 a).

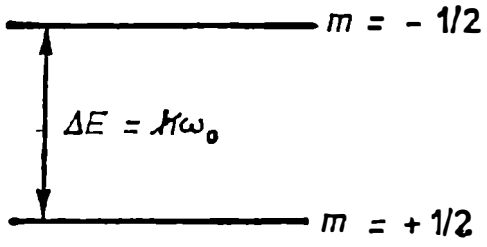


Fig. 39 a

puţîn puternică la temperatură ridicată decît la temperatură joasă.

Aplicînd unor vapori de mercur, ale căror nuclee sînt orientate prin pompaj optic, un cîmp magnetic alternativ într-o direcţie a planului ecuatorial, perpendiculară la cîmpul H_0 şi la fasciculul luminos care pompează, Cagnac a obţinut rezonanţa magnetică nucleară şi a putut să-i observe efectele. În acest scop, se poate aplica un cîmp $H_1 \cos \omega t = H_1 \cos 2\pi \nu t$ de frecvenţă fixă ν şi se poate varia încet valoarea cîmpului director H_0. Cînd acest cîmp are valoarea care corespunde condiţiei de rezonanţă $\omega = 2\pi\nu = \gamma H_0$, rezonanţa are loc şi are ca efect să egalizeze numărul de atomi în cele două subnivele $m = -1/2$ şi $m = 1/2$. Aceste tranziţii spectrale, între cele două nivele nucleare, situate în domeniul herţian, fac vaporii mai absorbanţi pentru lumina care pompează. Se poate deci şti dacă rezonanţa are loc măsurînd intensitatea luminii transmise de către celulă. Cînd condiţia de rezonanţă $\omega = \gamma H_0$ este satisfăcută, intensitatea scade şi trece printr-un minim.

Cunoscînd valorile pentru ω_0 şi H_0, se deduc din ele valorile raportului giromagnetic γ şi a momentului magnetic nuclear $\mu_i = \gamma ih = 1/2\gamma h$, pe care îl exprimăm în magnetoni nucleari. Cagnac a putut să măsoare astfel cu precizie momentele magnetice nucleare pentru cei doi izotopi impari ai mercurului 199 Hg, $i = 1/2$, şi 201 Hg, $i = 3/2$. Pentru a da o idee asupra preciziei măsurătorilor, indicăm rezultatele numerice obţinute:

$$\mu_{199} = 0{,}49786\ \mu_N, \qquad \mu_{201} = -0{,}55134\ \mu_N.$$

Raportul celor două momente este cunoscut cu o precizie de:

$$\frac{\mu_{201}}{\mu_{199}} = -1{,}107416.$$

Tocmai am văzut că se poate detecta rezonanţa magnetică cu un semnal optic, observînd intensitatea luminoasă a fasciculului de lumină

care pompează și care traversează celula de rezonanță în direcția Oz a cîmpului H_0. Rezonanța magnetică modifică puternic într-adevăr momentul magnetic mediu longitudinal $N\mu_z$ al vaporilor.

Dar am văzut că rezonanța creează, de asemenea, un moment macroscopic transversal, $N\mu_t$, care, datorită coerenței mișcării de precesie a atomilor (aici nuclee atomice), se rotește în planul ecuatorial xy cu pulsația Larmor $\omega_0 = \gamma H_0$. Aceasta a dat ideea fizicianului Dehmelt să folosească un al doilea fascicul luminos, deosebit de fasciculul care pompează și perpendicular pe el (această tehnică se numește „tehnica fasciculelor încrucișate"), care traversează vaporii într-o direcție a planului ecuatorial xy, de exemplu, în direcția Oy, să polarizeze acest fascicul, de asemenea, circular și să-l trimită pe un fotodetector

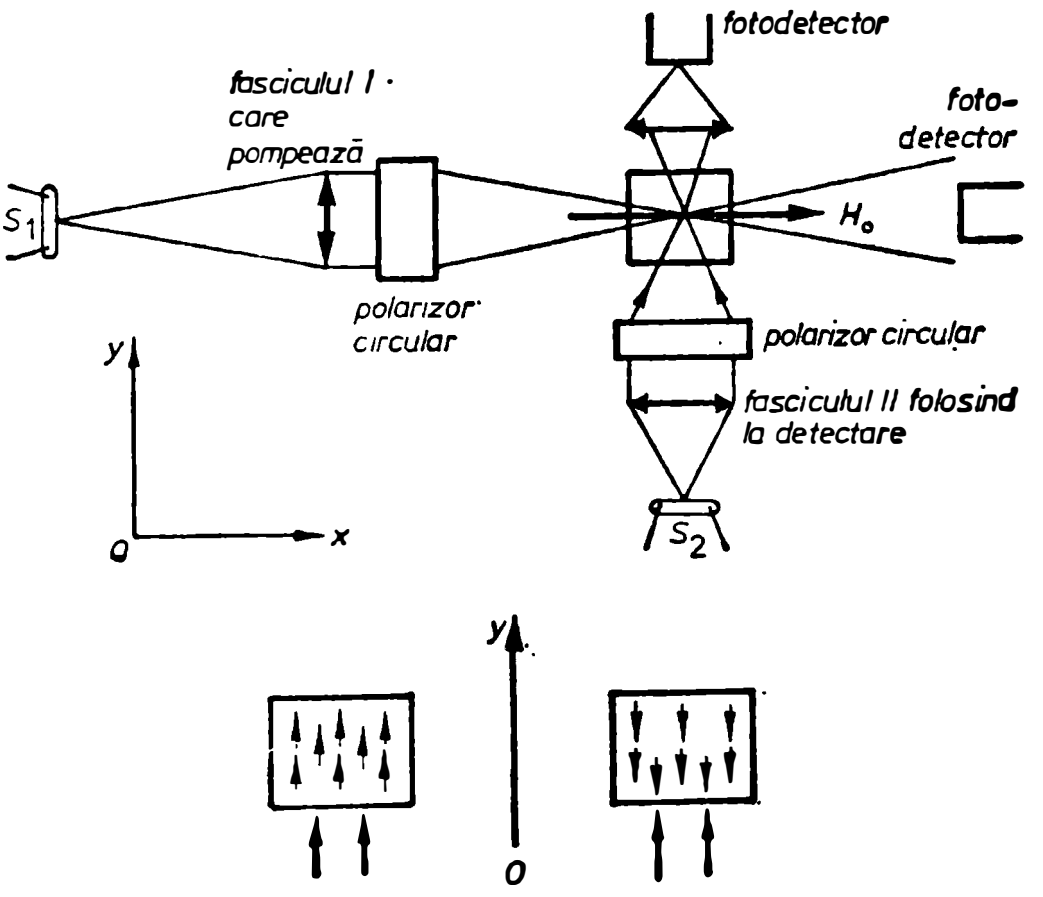


Fig. 40

după traversarea vaporilor. Este ușor să ne dăm seama că intensitatea luminoasă a acestui al doilea fascicul se află modulată cu pulsația ω_0. Într-adevăr, la un moment dat al precesiei (fig. 40), axele magnetice μ_t ale celor mai mulți atomi

se îndreaptă în direcția pozitivă a axei Oy, iar vaporii sînt atunci mai transparenți în această direcție decît vaporii normali. După durata unei jumătăți de întoarceri, adică după un timp $\Delta t = \frac{\pi}{\omega_0}$, direcțiile μ_t sînt orientate în direcția Oy în sens opus, iar vaporii sînt în acel moment mai opaci decît vaporii normali. Fotodetectorul care primește fasciculul luminos II va da deci un semnal modulat de frecvență $\gamma_0 = \frac{\omega_0}{2\pi}$ și acest semnal va putea fi amplificat cu ușurință prin procedeele electronice curente; se dispune astfel de o metodă de foarte mare sensibilitate pentru detectarea rezonanței magnetice a atomilor sau a nucleelor unor vapori.

În laboratorul E, N. S. de la Paris, Claude Cohen-Tannoudji a folosit această metodă a fasciculului transversal pentru a observa rezonanța magnetică nucleară a izotopului ^{199}Hg al mercurului în cîmpuri directoare, H_0, foarte slabe.

Metoda de pompaj optic își păstrează eficacitatea sa în cîmpuri directoare, H_0, foarte slabe și chiar într-un cîmp nul. Așa s-a întîmplat că, după ce s-a compensat cu grijă cîmpul magnetic terestru de ordinul a 0,5 gauss, a fost posibil să se observe rezonanța nucleară pentru ^{199}Hg într-un cîmp director, H_0, de două sutimi de gauss cu o frecvență $\nu_0 = 33$ hertzi, „linia de rezonanță“ putînd să aibă o finețe de o zecime de hertz pe scara frecvențelor. Claude Cohen-Tannoudji a folosit această tehnică pentru a pune în evidență un efect care prezintă un mare interes teoretic și căruia el i-a prevăzut existența și i-a calculat posibilitățile: iradierea unui atom cu o radiație electromagnetică nerezonantă — a cărei frecvență nu corespunde unei frecvențe de emisie sau de absorbție a acestui atom — poate schimba proprietățile acestui atom și, în particular poate să deplaseze nivelele sale de energie. Știm că, pentru ca o radiație monocromatică de frecvență ν_0

să poată fi emisă sau absorbită de un atom, trebuie ca frecvența sa să satisfacă condiția lui Bohr:

$$h\nu_0 = E_1 - E_2,$$

unde E_1 și E_2 sînt energiile celor două nivele cuantice ale atomului.

Cu toate acestea, știm, de asemenea, că o radiație de frecvență oarecare ν, care nu satisface condiția lui Bohr poate să interacționeze slab cu atomii, aceia ai unui gaz, de exemplu, deoarece prin prezența lor, acești atomi „dispersează" și „difuzează" lumina de o frecvență oarecare, adică îi modifică viteza de propagare (acesta este fenomenul de dispersie a luminii) și pot schimba direcția de propagare a unei părți a energiei luminoase (acesta este fenomenul de difuzie).

Dacă prin prezența lor, atomii pot să schimbe proprietățile unor radiații de frecvențe oarecare (nerezonante), este normal să ne gîndim că, la rîndul lor, aceste radiații pot să schimbe ușor proprietățile atomilor fără a fi absorbite de către aceștia. Cohen-Tannoudji a arătat că această schimbare constă într-o deplasare foarte mică a nivelelor de energie ale atomilor. O experiență de optică pură nu permite să se pună în evidență deplasări ΔE corespunzînd, pe scara frecvențelor, doar la cîțiva hertzi ($h\Delta\nu = \Delta E$). Într-adevăr, liniile spectrale cele mai fine din optică, care sînt acelea ale gazelor și vaporilor, au lărgimi mult mai mari, datorate în primul rînd efectului Doppler-Fizeau. Frecvența unei vibrații percepute de un observator este modificată într-adevăr, atunci cînd sursa, în loc să fie în repaus, este în mișcare față de observator. Schimbarea relativă a frecvenței este dată de relația simplă $\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{v}{c}$, v fiind viteza relativă a sursei față de observator, iar c viteza luminii. Viteza v trebuie considerată pozitivă pentru o mișcare de apropiere și negativă pentru o mișcare de îndepărtare. Or, am văzut că vitezele de translație ale atomilor într-un gaz sau în vapori datorate agitației ter-

mice sînt, la temperatura înconjurătoare, de ordinul a cîtorva sute de metri pe secundă, viteze dezordonate în toate direcţiile. Rezultă de aici că raportul $\frac{v}{c}$ datorat acestei agitaţii termice este de ordinul 10^{-6}, deci la fel şi raportul $\frac{\Delta\nu}{\nu}$. Frecvenţa liniei de rezonanţă a atomului de mercur fiind de ordinul a 10^{15} vibraţii pe secundă, lărgimea Doppler de emisie sau de absorbţie a liniei de rezonanţă în vapori trebuie deci să fie de ordinul lui:

$$\Delta\nu = \nu \frac{v}{c} = 10^{15} \cdot 10^{-6} = 10^{9},$$

adică de ordinul a 1 000 de megahertzi pe scara frecvenţelor. A observa pe o linie din domeniul optic, care are o lărgime de 1 000 de megahertzi, o deplasare de ordinul a cîtorva hertzi doar, ar fi un lucru imposibil (fig. 41). Dar dacă unul dintre

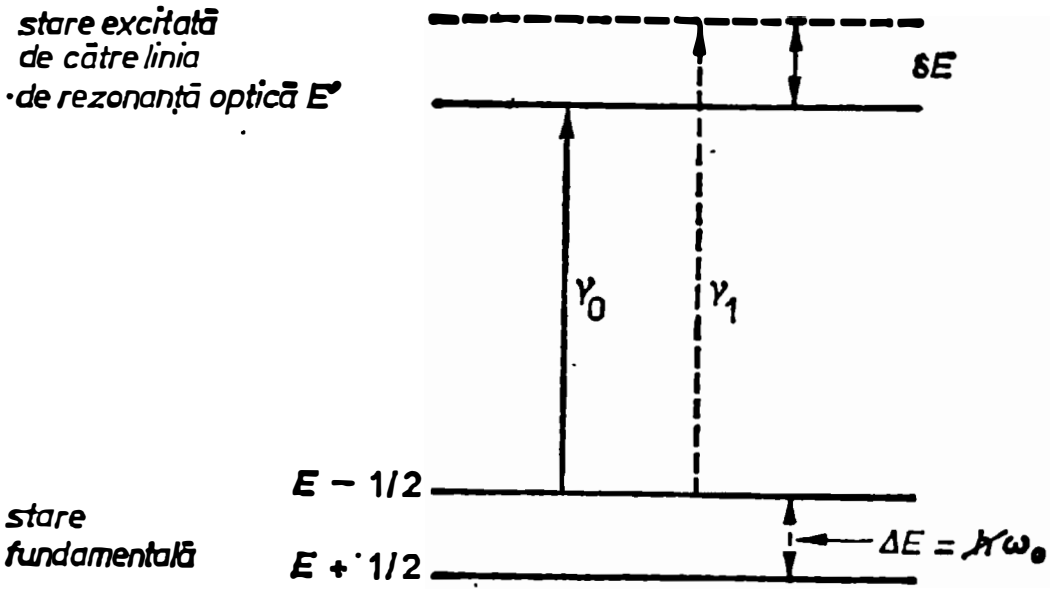


Fig. 41

nivelele deplasate astfel este unul dintre subnivelele magnetice E_m ale stării fundamentale, deplasarea sa antrenează o schimbare a frecvenţei de rezonanţă nucleară $\frac{\omega_J}{2\pi}$, schimbare uşor de-

;ectabilă. Experienţa este realizată pe o celulă de rezonanţă conţinînd vapori ai izotopului ^{199}Hg. În timp ce se pompează optic atomii acestui izotop şi se măsoară într-un cîmp director, H_0, foarte slab linia de rezonanţă magnetică aflată la frecvenţa de 33 de hertzi, se luminează atomii cu radiaţia monocromatică nerezonantă de frecvenţă ν_1, această frecvenţă fiind dealtfel vecină cu frecvenţa ν_0 a liniei de rezonanţă optică folosite simultan pentru pompajul atomilor. Pentru a evita ca radiaţia de frecvenţă ν_1 să fie absorbită de atomii care sînt în rezonanţă, este necesar ca diferenţa $\nu_1 - \nu_0$ să fie mai mare decît lărgimea Doppler a liniei de rezonanţă optică. Cînd această iradiere se face cu lumina de o frecvenţă ν_1, care nu este de rezonanţă, se constată că frecvenţa de rezonanţă nucleară a stării fundamentale este deplasată şi că deplasarea sa este proporţională cu intensitatea acestei lumini care nu e de rezonanţă. Cohen-Tannoudji a putut să observe o deplasare maximă de la 33 la 39 hertzi, adică de 6 hertzi[1]. Această modificare a frecvenţei de rezonanţă între cele două subnivele magnetice, $E_{-1/2}$ şi $E_{+1/2}$ ale stării fundamentale ne aduce dovada că unul dintre cele două nivele, sau amîndouă în acelaşi timp, a suferit o deplasare.

Nu este locul să expunem aici teoria acestor deplasări prevăzute şi observate, dar putem încerca să înţelegem de ce o radiaţie care nu este de rezonanţă poate intra în interacţie cu un atom, fenomen în contradicţie cu condiţia lui Bohr. Aceasta pretinde, într-adevăr, ca în orice proces de absorbţie a unui foton de către un atom, energia să fie conservată şi ca în consecinţă energia fotonului, $h\nu_0$, să fie egală cu diferenţa

[1] Autori sovietici la Leningrad au repetat o experienţă de acest fel cu atomul de potasiu, folosind ca radiaţie care nu este de rezonantă şi care provoacă deplasarea, o excitaţie puternică de la un laser cu rubin. Ei au putut să observe în aceste condiţii o deplasare a nivelului de energie excitat al atomului K de ordinul a o mie de megahertzi.

de energie între cele două stări cuantice ale atomului între care are loc tranziția de absorbție. Dar am văzut că, dacă durata de interacțiune între radiație și atom este foarte scurtă, cînd această interacțiune nu durează decît un timp Δt, energia stărilor nu este definită decît cu o imprecizie ΔE, care satisface relația:

$$\Delta E \times \Delta t \simeq h,$$

care este una dintre relațiile de nedeterminare ale lui Heisenberg.

Prin urmare, dacă diferența de energie $\delta E = h\nu_1 - h\nu_0$ nu depășește valoarea $\Delta E = \frac{h}{\Delta t}$, fotonul $h\nu_1$ va putea intra în reacție cu atomul și va fi absorbit de el cu condiția ca timpul de absorbție să nu depășească durata $\Delta t = \frac{h}{\Delta E}$.

Un astfel de proces de absorbție urmat de reemisie la un timp ultrascurt — pentru a rămîne în limitele relațiilor lui Heisenberg — este deci posibil, iar astfel de interacții ultrascurte între atomi și fotoni care nu sînt de rezonanță au loc efectiv și produc deplasările nivelelor de energie observate. Astfel de procese ultrascurte, care nu sînt posibile decît datorită principiului de nedeterminare, sînt numite „procese virtuale". Avem aici dealtfel o denumire improprie, căci aceste tipuri de procese se produc realmente, chiar dacă aceasta se petrece într-o durată de timp foarte scurtă și ele antrenează, cum am văzut, efecte observabile.

Rezonanța magnetică a stărilor excitate ale atomilor

Studiul rezonanței magnetice a nivelelor excitate ale atomilor a fost inaugurat în 1949—51 de către Jean Brossel, care lucra atunci la Institutul tehnologic Massachusetts din Statele Unite. El a

studiat starea excitată în care sînt ridicați atomii vaporilor de mercur cînd sînt iradiați cu linia de rezonanță optică ultravioletă a mercurului, de lungime de undă 2 537 Å. Vom descrie această experiență asupra izotopilor pari, care sînt lipsiți de spin nuclear ($i = 0$) și care formează 70% din mercurul natural.

Experiența a fost făcută mai întîi pe vaporii de mercur natural, dar ea a fost repetată pe izotopi par-pari puri, care sînt ușor de procurat la ora actuală în stare izolată, de exemplu $^{198}_{80}Hg$ Starea fundamentală electronică a atomului de mercur este o stare diamagnetică de spin nul ($j = 0$) și, în consecință, nu posedă decît un singur subnivel $m = 0$, și nu se descompune într-un cîmp magnetic (notația spectroscopică a acestei stări este 6^1S_0, indicele de jos desemnînd valoarea numărului cuantic j).

Prin absorbția unui foton cu $\lambda = 2\,537$ Å, atomul este ridicat la o stare excitată paramagnetică notată de spectroscopiști cu simbolul 6^3P_1 (indicele de jos arată că numărul cuantic j al acestei stări este $j = 1$). Un cîmp magnetic H_0 descompune deci această stare în trei subnivele magnetice echidistante, caracterizate prin numerele $m = -1, 0$ și $+1$. Distanța dintre aceste nivele este:

$$\Delta E = E_{m+1} - E_m = \hbar\omega_0 = \hbar\gamma H_0 = \hbar g \frac{e}{2m_0c} H_0.$$

Valoarea factorului Landé a acestui nivel este cunoscută și egală cu $g = \frac{3}{2}$. Valoarea raportului giromagnetic este deci $\gamma = g\frac{e}{2m_0c} = \frac{3}{4}\frac{e}{m_0c}$, iar valoarea momentului său magnetic este

$$\mu_j = \gamma C_j = \gamma j\hbar = \frac{3}{2} \cdot \frac{e\hbar}{2m_0c} = \frac{3}{2}\mu_B,$$

μ_B fiind magnetonul lui Bohr.

Figura 42 arată dispunerea nivelelor de energie şi a subnivelelor magnetice ale stării excitate.

Pentru un cîmp magnetic H_0, linia de rezonanţă 2 537 Å este descompusă în trei „compo-

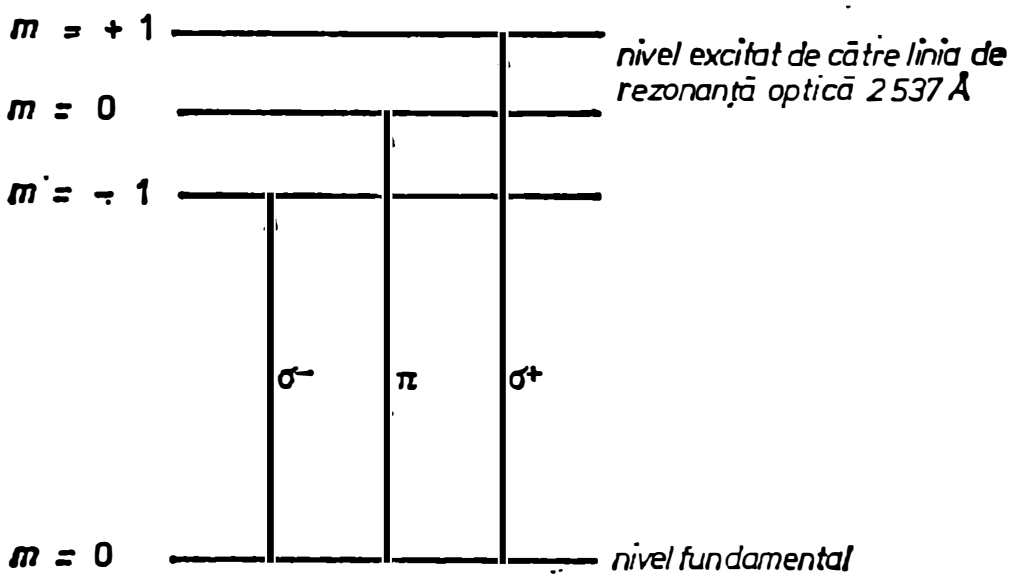


Fig. 42

nente Zeeman", care corespund la tranziţii spectrale pentru care variaţia numărului m (de jos în sus) este, respectiv $\Delta m = -1$, $\Delta m = 0$ şi $\Delta m = 1$. Aceste trei componente sînt echidistante şi depărtarea lor pe scara frecvenţelor este $\Delta \nu = \frac{\gamma}{2\pi} H_0$. Cînd cîmpul magnetic H_0 este destul de intens (de ordinul a 1 000 de gauss), această depărtare este superioară lărgimii Doppler a liniilor, iar cele trei componente ale liniei apar în spectru separate. Se poate observa atunci polarizarea lor. Se constată că componenta centrală este polarizată liniar, vibraţia luminoasă (vectorul electric) fiind orientată în direcţia cîmpului H_0, în timp ce cele două componente externe sînt polarizate circular în planul ecuatorial perpendicular pe H_0 (notaţiile σ^+ şi σ^-, amintim aici, indică sensul de polarizare circulară în raport cu cîmpul H_0).

Dacă experimentatorul lucrează într-un cîmp magnetic H_0 slab — de ordinul a 100 gauss — cele trei componente Zeeman ale liniei optice rămîn confundate, dar ele pot fi deosebite prin starea lor de polarizare. În particular, se poate ca,

polarizînd convenabil lumina incidentă excitatoare a liniei de rezonanță optică 2 537 Å, să se obțină după dorință o excitare selectivă a unuia dintre cele trei subnivele magnetice ale stării excitate. Astfel, iradiind vaporii de mercur cu lumină polarizată rectiliniu, pentru care vectorul luminos vibrează paralel cu cîmpul H_0, se va popula în stare excitată numai subnivelul magnetic $m = 0$; reemițînd fotonul absorbit, atomii excitați se vor întoarce la starea fundamentală reemițînd lumina complet polarizată și ea în aceeași direcție ca lumina excitatoare. Se cunoaște durata de viață mijlocie a acestei stări excitate a atomului de mercur — ea a fost măsurată prin diferite metode începînd din 1925 și este de ordinul a 10^{-7} secunde. Dacă se adaugă la vaporii de mercur un gaz străin (de exemplu heliu sau argon) la o presiune destul de ridicată, de cîțiva mm de mercur, se constată că acest adaos produce o depolarizare a luminii de rezonanță reemise. Acest efect se datorează ciocnirilor dintre atomii de mercur excitați și atomii străini, ciocniri care produc transferuri între subnivelele magnetice ale stării excitate.

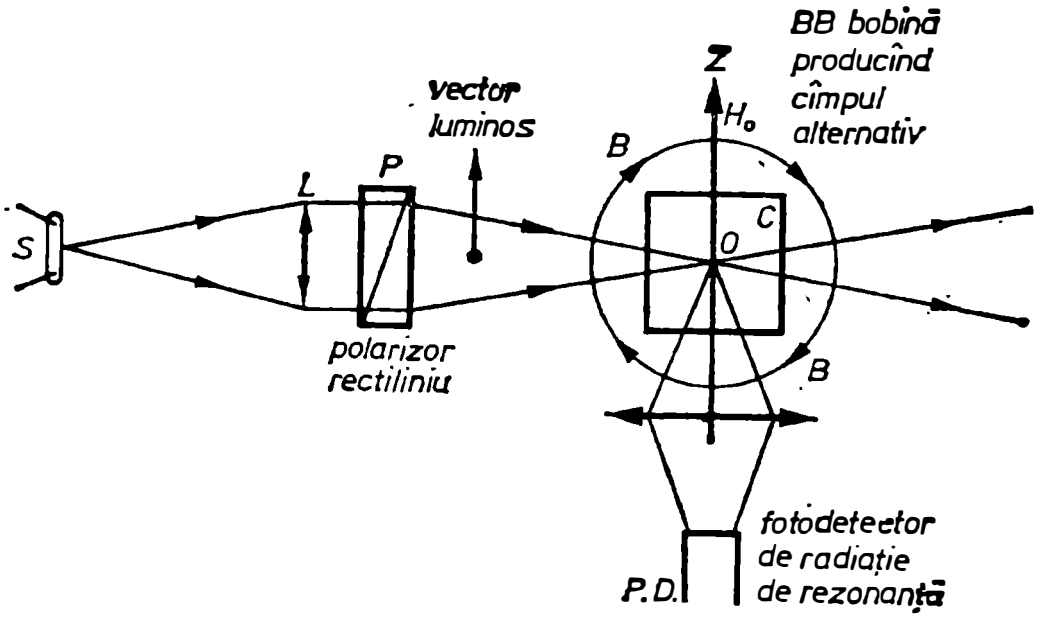


Fig. 43

Sîntem în măsură acum să înțelegem experiența lui Brossel. Lumina unei lămpi cu mercur, S, este concentrată de o lentilă ,L, în centrul celulei cubice de rezonanță, C (fig. 43). Această

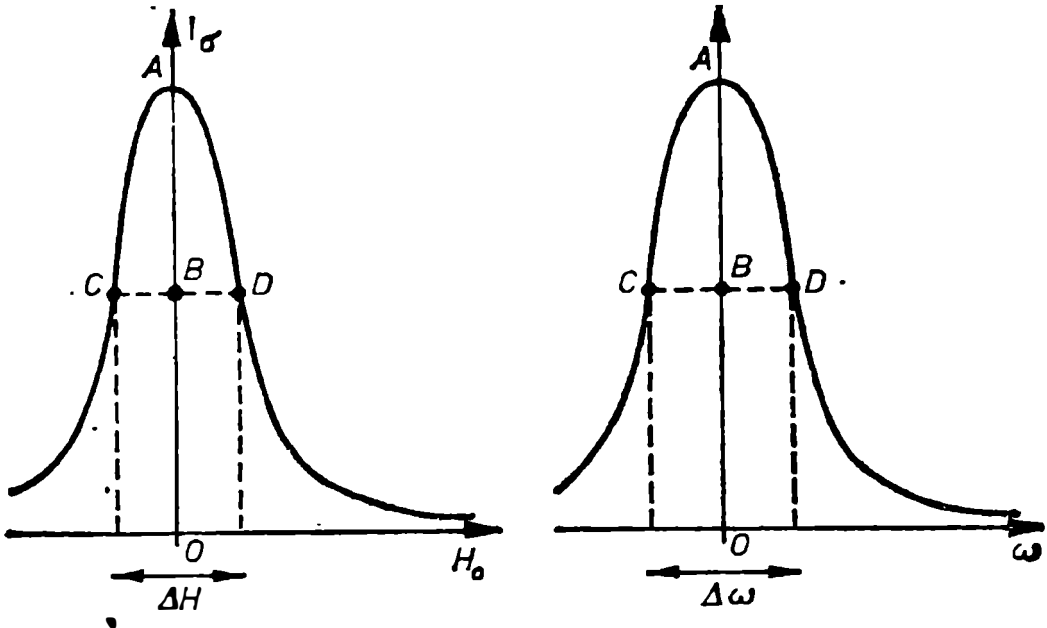
lumină este polarizată rectiliniu de către polarizorul P, vectorul luminos vibrînd paralel cu Oz, care este și direcția cîmpului magnetic director, H_0, aplicat atomilor din celula de rezonanță. Astfel, numai subnivelul magnetic $m = 0$ al stării excitate este populat și se constată că lumina de rezonanță reemisă de vapori este complet polarizată în π, paralel cu H_0. Din cauza transversalității vibrațiilor luminoase, intensitatea luminii emise în direcția Oz este dealtfel nulă, intensitatea de emisie fiind maximă într-o direcție a planului ecuatorial. Fotodetectorul $P.D.$, așezat de-a lungul lui Oz, nu primește deci lumină (sau primește doar puțină lumină parazită, provenind de la reflexia pe pereții celulei). Pentru a provoca rezonanța magnetică între nivelele m ale stării excitate, se trimite în spirele bobinei $B-B$, a cărei axă este orientată într-o direcție a planului ecuatorial, un curent alternativ de înaltă frecvență care produce în direcția axei bobinei un cîmp magnetic periodic $H_1 \cos\omega t$. Dacă condiția de rezonanță, $\omega = \gamma H_0$, este îndeplinită, acest cîmp alternativ provoacă în atomii excitați între stările m tranzițiile $0 \dashrightarrow +1$ și $0 \dashrightarrow -1$ care au drept efect să populeze subnivelurile $m = 1$ și $m = -1$ ale acestei stări, de unde atomii emit fotoni de polarizarea σ^+ și σ^-. Rezonanța magnetică a stării excitate se manifestă deci prin apariția, în lumina remisă, de vibrații cu polarizarea σ, a căror intensitate este înregistrată de fotodetectorul $P.D.$ așezat pe axa Oz.[1]

Știind că, pentru o stare paramagnetică cu factorul Landé $g = 1$, frecvența de rezonanță este, într-un cîmp director de $H_0 = 1$ gauss de 1,40 megahertzi (adică $\gamma/2\pi = \frac{e}{4\pi m_0 c} = 1{,}40 \cdot 10^6$) și că Brossel dispunea de un oscilator care

[1] Metoda lui Brossel este adesea numită „metoda dublei rezonanțe", deoarece ea îmbină o experiență de rezonanță optică cu o experiență de rezonanță magnetică.

dădea o frecvență de $\nu = 144$ MHz, era de prevăzut că, pentru această frecvență și pentru nivelul excitat al atomului de mercur, cu un factor Landé $g = 3/2$, rezonanța trebuia să aibă loc spre o valoare H_0 a cîmpului director de 69 gauss. Lucrînd deci la o frecvență fixă $\nu_0 = 144$ MHz și făcînd să varieze încet valoarea cîmpului H_0 între 65 și 75 de gauss, Brossel a văzut apărînd un semnal al fotodetectorului *P.D.*, care anunța emisia de vibrații luminoase cu polarizarea σ. El a putut să traseze astfel, în funcție de cîmpul H_0, curbe de rezonanță magnetică și însemnînd centrul acestor curbe care corespunde semnalului maxim să verifice valoarea factorului Landé al nivelului excitat 6^3P_1. El a găsit dealtfel valoarea $g = 1{,}48$, puțin diferită de valoarea prevăzută 1,50. Măsurătoarea este destul de precisă pentru ca să se poată afirma că mica abatere este reală; ea se poate explica teoretic.

O proprietate interesantă a curbelor de rezonanță magnetică trasate de Brossel este lărgimea lor (fig. 44). Trebuie să definim ce înțelegem prin



curbă de rezonanță trasată cu frecvență fixă și cu cîmp variabil

curbă de rezonanță trasată cu cîmp fix și frecvență variabilă

Fig. 44

„lărgime“ pentru o astfel de curbă de formă simetrică, ale cărei aripi (sau picioare) se întind destul de departe de o parte și de cealaltă. Această lărgime depinde în mod evident de înălțimea la care o măsurăm. Ca să se înlăture ambiguitatea, se convine ca lărgimea să fie măsurată întotdeauna la jumătatea înălțimii, adică să se împartă în două ordonata maximă centrală, OA, să se ducă prin mijlocul B al acestei ordonate centrale o dreaptă paralelă cu abscisa, iar lungimea segmentului CD să se numească „lărgimea la semiînălțime“.

În loc să se traseze o curbă de rezonanță, așa cum a făcut Brossel, cu frecvență fixă și cîmp variabil pe scara cîmpului și să se definească lărgimea sa prin ΔH, se poate — cînd dispunem de un oscilator herțian cu frecvență variabilă — să lucrăm cu un cîmp H_0 fix și să facem să varieze frecvența ν a oscilatorului și să trasăm curbe pe scara frecvențelor ν sau aceea a pulsațiilor $\omega = 2\pi\nu$. Se obține atunci o curbă de lărgime la semiînălțime $\Delta\omega$. Fiind dată relația $\omega_0 = \gamma H_0$, între lărgimile acestor două curbe care descriu același fenomen avem, evident, relația $\Delta\omega = \gamma\Delta H$.

Lărgimea curbelor de rezonanță magnetică fiind astfel bine definită, Brossel a trasat mai multe curbe, fiecare la o amplitudine constantă, H_1, a cîmpului de radiofrecvență, $H_1 \cos\omega t$, dar această amplitudine variind de la o curbă la alta.

Trebuie dealtfel să precizăm aici că, pentru a obține semnale de rezonanță apreciabile în cazul unui nivel atomic excitat, sîntem obligați să folosim cîmpuri de radiofrecvență mult mai intense decît atunci cînd observăm rezonanțe în starea fundamentală a unui atom. Aceasta se datorește duratei de viață scurte a stărilor excitate. Astfel, în starea 6^3P_1, a atomului de mercur, atomul nu rămîne în stare excitată decît un timp de 10^{-7} s, iar în timpul acestei scurte durate trebuie să producem un număr apreciabil de tranziții între stările m ale stării excitate. De aceea,

Brossel s-a văzut obligat să folosească un oscilator care să dea amplitudini H_1 de ordinul unui gauss, în timp ce pentru studiul rezonanțelor magnetice în starea fundamentală se dovedesc suficiente amplitudini de ordinul miimilor de gauss.

Iată acum rezultatele esențiale ale acestui studiu al lărgimii curbelor de rezonanță în funcție de amplitudinea H_1 a cîmpului de radiofrecvență. Cînd se mărește amplitudinea, curbele se lărgesc. Brossel a putut să precizeze cantitativ că lărgimea fiecărei curbe este o funcție liniară de H^2_1, pătratul amplitudinii cîmpului H_1, adică o funcție liniară de intensitatea radiofrecvenței folosite (fig. 45).

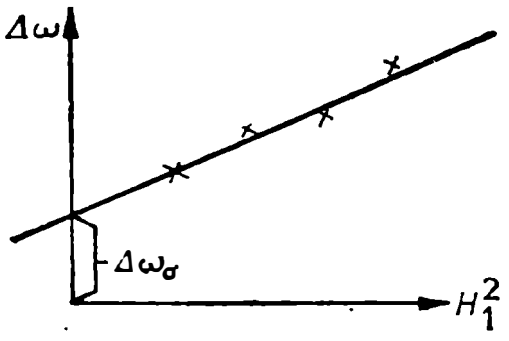


Fig. 45

Putem să reprezentăm aceste rezultate printr-un grafic, punînd în abscisă pe H_1^2 și în ordonată lărgimile la semiînălțime măsurate, exprimînd rezultatele, de exemplu, pe scara pulsațiilor $\Delta\omega$. Diferitele puncte experimentale obținute se aliniază pe o dreaptă. Dacă o prelungim către stînga, adică dacă extrapolăm rezultatele pentru o amplitudine nulă a cîmpului de radiofrecvență, obținem o lărgime limită $\Delta\omega_0$, care se numește „lărgimea naturală“ a curbei de rezonanță.

În cazul nivelului atomic studiat de Brossel, această lărgime limită este pe scara frecvențelor de ordinul lui $\Delta\nu_0 = \frac{\Delta\omega_0}{2\pi} \approx 2$ megahertzi $= 2 \cdot 10^6$ hertzi. Această lărgime foarte mare — fenomen pe care îl regăsim cînd studiem alte stări excitate ale altor atomi — contrastează cu finețea liniilor de rezonanță obținute pentru stările fundamentale. (Să ne amintim că Cagnac a obținut,

pentru izotopul ^{199}Hg linii de rezonanță nucleară cu o finețe de o zecime de hertz.)

Trebuie să găsim deci o explicație pentru această lărgime mare, lărgime care limitează în mod evident precizia cu care putem determina raporturile giromagnetice ale nivelurilor excitate ale atomilor. Aici din nou trebuie să reamintim relația de nedeterminare: $\Delta E \times \Delta t \approx h$.

Deoarece atomul nu se află în stare excitată decît pe o durată de viață τ foarte scurtă, energia acestei stări (și energia tuturor subnivelelor magnetice) este afectată de o nedeterminare ΔE, care se răsfrînge asupra frecvenței de rezonanță. Dacă nivelurile de energie E_{m+1} și E_m ar fi infinit de fine, frecvența tranziției ν_0 dintre ele ar fi și ea infinit de fină. Dar dacă fiecare dintre ele are o nedeterminare ΔE mare, impusă de principiul de nedeterminare, frecvența de rezonanță dintre ele va putea varia între $\nu_0 - \frac{\Delta E}{h}$ și $\nu_0 + \frac{\Delta E}{h}$ (fig. 46). Rezonanța magnetică va putea deci să aibă loc între aceste două frecvențe

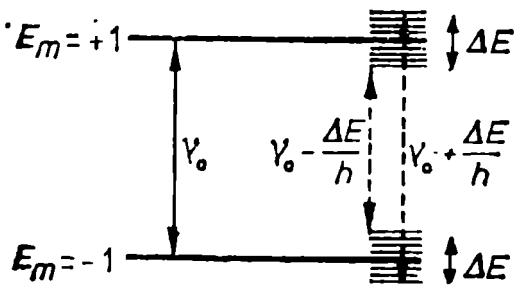


Fig. 46

extreme și se poate arăta că lărgimea la semiînălțime a curbei de rezonanță trebuie să fie egală cu:

$$\Delta \nu_0 = \frac{1}{\pi \tau} \quad \text{sau} \quad \Delta \omega_0 = \frac{2}{\tau}.$$

Măsurarea acestei lărgimi limită dă astfel o nouă metodă de calcul al duratei de viață medie a nivelului studiat, iar Brossel a găsit în felul acesta valoarea $\tau = 1{,}18 \cdot 10^{-7}$ s, valoare extrem de

apropiată de vechile măsurători, dar fără îndoială în mod categoric mai precisă.

În loc de a face apel, pentru a explica lărgimea naturală a liniei de rezonanță la principiul cuantic de nedeterminare, am fi putut folosi limbajul clasic al analizei lui Fourier și am fi putut raționa în felul următor: atomul nu se află în stare excitată decît pe o scurtă durată de 10^{-7} s. Dacă, în acest timp el este în interacție cu o undă electromagnetică monocromatică de pulsație ω, el nu „vede" o vibrație sinusoidală infinită, ci o sinusoidă secționată, limitată la intervalul de timp $\Delta t = \tau$, iar noi știm că o astfel de sinusoidă secționată este echivalentul unui „grup de unde" ale cărui componente acoperă un interval de frecvență $\Delta\omega = \frac{2\pi}{\tau}$ în jurul frecvenței ω. Dacă frecvența ω este puțin diferită de frecvența de rezonanță ω_0 a atomului, astfel încît intervalul de frecvență $\omega \pm \frac{\Delta\omega}{2}$ să acopere frecvența ω_0, rezonanța poate să aibă loc. Putem astfel regăsi printr-un raționament clasic aplicat undei de radiofrecvență rezultatul pe care ni-l dezvăluia principiul cuantic aplicat nivelurilor de energie ale atomului. Aceste două tipuri de raționament, diferite în aparență, dar echivalente și conducînd la același rezultat, ilustrează ideea de „complementaritate" atît de dragă lui Niels Bohr.

Relația $\Delta\omega\Delta t$ = constant, ne face, de asemenea, să înțelegem de ce o creștere a intensității H_1^2 a radiofrecvenței lărgește curbele de rezonanță. Cînd această intensitate se dublează, numărul tranzițiilor atomice între subnivelurile E_m ale stării excitate se dublează. Durata de viață a subnivelurilor E_m se află astfel scurtată și acestei scurtări cu Δt îi corespunde o lărgire cu $\Delta\omega$.

Cînd, în 1951, Jean Brossel s-a întors în Franța din Statele Unite, el a propus primului său asistent

în cercetare, Jacques Blamont, să reia experiența sa de dublă rezonanță asupra stării excitate, 6^3P_1, a atomului de mercur, suprapunînd cîmpului magnetic director, H_0, un cîmp electrostatic, E_0, astfel încît să studieze deplasarea nivelurilor de energie E_m de către acest cîmp, fenomen cunoscut sub numele de efect Stark. Blamont a reușit să pună în evidență acest efect și să-l măsoare, dar a observat în același timp un efect curios și surprinzător, care trebuia să ducă echipa noastră de cercetare la descoperirea unui nou „efect de coerență".

În celula de rezonanță, densitatea vaporilor este reglată de alegerea temperaturii picăturii de mercur din tubul de vid al celulei. Vaporii sînt vapori saturați, în echilibru cu lichidul picăturii. Tubul de vid al celulei este cufundat într-un termostat a cărui temperatură poate fi făcută să varieze de la —20 °C la +20 °C, ceea ce permite să facă să se treacă presiunea saturată (proporțională cu densitatea vaporilor) de la valoarea de 10^{-5} mm mercur la —20 °C la aceea de 10^{-3} mm la 20 °C.

Cînd se mărește astfel densitatea vaporilor și se trasează pentru o densitate dată o rețea de curbe de rezonanță magnetică, se constată că o ridicare a densității vaporilor atrage o îngustare a curbelor de rezonanță și că, în special, la densitatea maximă a vaporilor lărgimea limită $\Delta\omega_0$ a devenit de aproximativ trei ori mai îngustă decît lărgimea $\Delta\omega_0$ măsurată la densitate foarte mică. Acest rezultat surprinzător, obținut de Blamont, era cu totul contrar prevederilor. Am avut deja prilejul să spunem că la o densitate foarte mică ciocnirile dintre atomii de mercur sînt neglijabile. Cînd se ridică densitatea vaporilor, ciocnirile dintre atomi devin din ce în ce mai numeroase, fiecare ciocnire producînd o perturbare a subnivelurilor magnetice E_m ale stării excitate și, în special, transferuri de la o stare E_m la alta. Aceasta are drept urmare scurtarea duratei de viață a acestor stări E_m și ar trebui să rezulte

o lărgire a curbelor de rezonanţă magnetică ale stării excitate, şi nu o îngustare. Se observă dealtfel această lărgire cînd se adaugă un gaz străin vaporilor de mercur din celulă.

Cum să explicăm deci îngustarea? Lărgimea limită observată la densitatea minimă a vaporilor este aceea care corespunde — în virtutea relaţiei de nedeterminare — duratei de viaţă mijlocie τ a stării excitate. Cel puţin valoarea obţinută în aceste condiţii este aceea care coincide cu vechile măsurători ale lui τ, făcute prin alte metode.

Dar ce se întîmplă cînd se măreşte densitatea vaporilor? Creşterea densităţii vaporilor sporeşte durata de viaţă a atomilor excitaţi? Acestea erau întrebările care se puneau. Pentru a încerca să găsească răspunsul la această tulburătoare problemă, Brossel a însărcinat-o pe domnişoara Guiochon (devenită doamna Bouchiat) care îşi pregătea atunci teza de doctorat să repete experienţa lui Blamont, înlocuind mercurul natural al celulei de rezonanţă printr-un izotop par pur. Această operaţie a arătat că, atunci cînd într-un amestec de izotopi se excită un izotop anumit căruia i se studiază rezonanţa magnetică, numai atomii acestui izotop joacă un rol în efectul de îngustare, ceea ce elimină posibilitatea ca acest efect să fie datorat ciocnirilor (unde intervin atomii tuturor elementelor). O altă lucrare de doctorat făcută în echipa noastră în aceeaşi vreme a arătat că depolarizarea liniei de rezonanţă optică a mercurului, care se observă cînd se măreşte densitatea vaporilor, se datora, şi ea, numai atomilor aceluiaşi izotop, deci că şi aici un alt fenomen decît ciocnirile juca un rol esenţial. În acest caz acest fenomen era dealtfel cunoscut: absorbţia succesivă a aceluiaşi foton de către atomii celulei de rezonanţă, fenomen numit „împrăştiere multiplă a liniei de rezonanţă optică“ sau „închidere a radiaţiei de rezonanţă“. Cînd se lucrează cu o densitate foarte mică a vaporilor cea mai mare parte a fotonilor proveniţi de

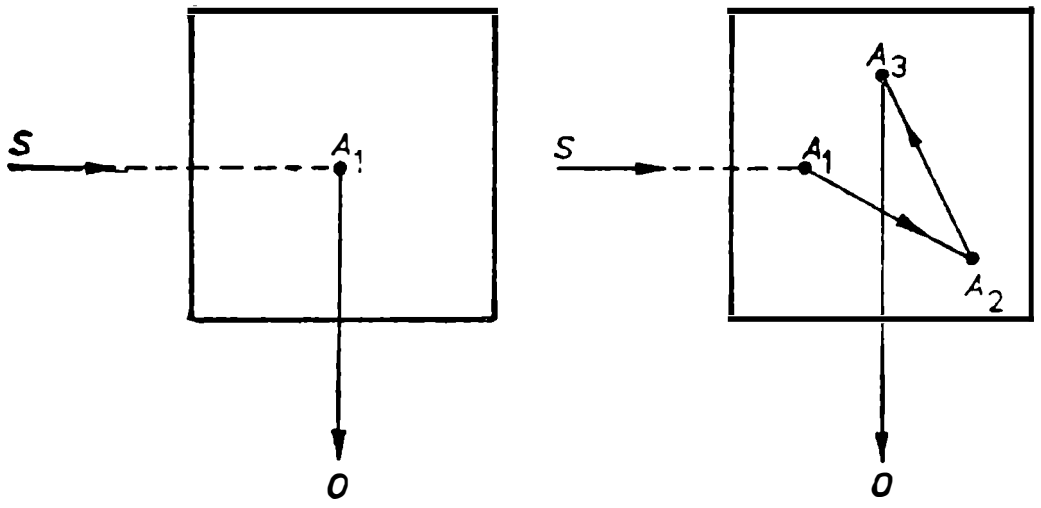


Fig. 47

la sursa S (fig. 47) și care ajung la observatorul O nu au fost absorbiți și reemiși decît de către un singur atom, A_1. Fotonul a petrecut deci în celulă un timp de ordinul lui τ (să nu uităm că este vorba aici de o durată medie care caracterizează o repartiție statistică).

Cînd se mărește însă densitatea vaporilor, fotonul provenit de la sursa S și absorbit și reemis de un prim atom A_1 are o posibilitate să fie captat de către un al doilea atom, A_2, apoi de către un al treilea, A_3, înainte de a ajunge la observatorul O. Acest fenomen de absorbție succesivă sau de împrăștiere multiplă a fotonului sporește durata sa de rămînere în celula de rezonanță; fotonul care a fost absorbit succesiv de 2,3 sau 4 atomi etc. înainte de a ajunge la observator a rămas în celulă un timp mediu de ordinul a 2τ, 3τ, 4τ etc.

Ipoteza formulată de Brossel pentru a explica îngustarea curbelor de rezonanță magnetică era următoarea: acest transfer al stării de excitație de la un atom la un altul este un „proces coerent", adică un proces care implică conservarea fazei funcției de undă a stării excitate, purtate de foton de la un atom la altul. Astfel, se înțelege că „durata de coerență" arătată de îngustarea curbelor de rezonanță poate să fie superioară duratei de excitare a unui singur atom. Jean-Pierre Barrat, care începuse atunci lucrul la teza sa de doctorat, s-a însărcinat să dezvolte cantitativ ipoteza lui Brossel și a reușit, printr-o serie de

experienţe alese în mod judicios, să confirme exactitatea sa. El a arătat, de asemenea, că fenomenul de lungire a „timpului de coerenţă“ prin creşterea densităţii vaporilor nu se manifestă numai în lărgimea curbelor de rezonanţă magnetică, ci şi în curbele de depolarizare a luminii de rezonanţă optică în cîmpuri magnetice slabe (efect numit „efectul Hanle“).

Este posibil dealtfel să se dea o interpretare geometrică acestei „transmisii coerente“ de către foton, de la atom la atom, a funcţiei de undă a stării excitate: excitarea cu linia de rezonanţă optică polarizată în vibraţie paralelă cu H_0 permite să se umple în mod selectiv starea $m = 0$ a nivelului excitat, ceea ce revine la a crea în vaporii de mercur nu un moment magnetic global $\bar{\mu}_z$, ci o *anizotropie* paralelă la axa Oz: atomii excitaţi reemit o vibraţie luminoasă paralelă cu Oz, care prezintă o variaţie de intensitate de emisie cu direcţia de emisie: intensitatea este maximă într-o direcţie a planului ecuatorial xy, şi este nulă după Oz.

Sub influenţa cîmpului de radiofrecvenţă care produce rezonanţa magnetică, această axă de anizotropie longitudinală $\overleftrightarrow{A_z}$ suferă aceleaşi efecte ca acelea suferite de un moment magnetic $\bar{\mu}_z$. Rezonanţa magnetică face ca această axă să se rotească şi îi dă o componentă transversală $\overleftrightarrow{A_t}$, care execută în planul ecuatorial o precesie Larmor cu viteză unghiulară ω_0, faza precesiei axelor de anizotropie ale atomilor fiind legată în mod coerent de faza cîmpului rotitor care întreţine rezonanţa magnetică. Cînd un atom excitat care participă la această precesie în jurul lui Oz emite un foton, vibraţia luminoasă emisă este polarizată rectiliniu şi orientată după axa instantanee de anizotropie, A_t, a atomului emiţător, iar acest foton captat de un al doilea atom induce în acesta o axă de anizotropie cu aceeaşi direcţie. Axa de anizotropie a atomului care tocmai a captat fotonul îşi începe deci precesia Larmor a

sa, avînd drept unghi azimutal (unghi de fază) acel unghi cu care axa atomului care i-a cedat fotonul şi-a sfîrşit precesia. În acest fel, transferul stării de excitare de la un atom la altul păstrează faza precesiei. (În acest raţionament se neglijează timpul de tranzit al fotonului de la un atom la altul. Acest timp este într-adevăr neglijabil în experienţele lui Barrat, dar ar trebui să se ţină seama de el dacă s-ar lucra la o frecvenţă de rezonanţă ridicată (10 gigahertzi) şi cu o celulă de rezonanţă de dimensiuni mari.)

Metoda dublei rezonanţe inaugurate de Jean Brossel a cunoscut o dezvoltare rapidă. Reluată în Anglia, la Oxford, şi în Germania, la Heidelberg, ea a permis să se analizeze structura fină şi structura hiperfină a nivelelor excitate ale tuturor atomilor alcalini şi să se determine anizotropia nucleelor lor atomice (proprietate pe care fizicianul o numeşte „moment electric cvadrupolar" al nucleului). În echipa noastră de la Paris această metodă a cunoscut o extindere însemnată, substituindu-se excitării optice a atomilor excitarea lor prin bombardare cu fascicule de electroni dirijaţi (paralele cu sau perpendiculare pe cîmpul director H_0). Această metodă de excitare permite să se atingă un număr mult mai mare de niveluri excitate decît excitarea optică. Ea permite, ca şi excitarea optică, să se creeze în starea excitată paramagnetică o anizotropie sau o „aliniere" care se traduce printr-o populare selectivă a subniverurilor m ale stării excitate, condiţie necesară pentru a putea observa efectele unei rezonanţe magnetice. Inaugurată în echipa noastră de Pebay-Peyroula şi dezvoltată de Descoubes, această metodă a permis studiul structurii şi măsurarea duratei de viaţă a unui mare număr de niveluri ale atomului de heliu, cel mai simplu atom după hidrogen, dar ale cărui proprietăţi ale nivelurilor excitate erau încă foarte puţin cunoscute.

În ceea ce privește metoda de pompaj optic, și aceasta a făcut posibil să se creeze într-un sistem material (atomi în stare de vapori sau ioni într-un solid) repartiții de populație foarte diferite de acelea care caracterizează echilibrul termic, fie între subniveluri ale stării fandamentale a atomilor, fie, de asemenea, între subniveluri ale unor stări metastabile. Ea permite, îndeosebi, să se creeze într-un ansamblu de atomi un echilibru dinamic în cursul căruia se menține o „inversie de populație", adică o stare în care numărul de atomi din niveluri de energie superioară este mai mare decît numărul de atomi din niveluri de energie inferioară. Aceasta este una dintre condițiile care trebuie îndeplinite dacă vrem să obținem emisia coerentă de radiație electromagnetică ce caracterizează maserii și laserii.

Maserii și laserii ca structuri disipative generatori de coerență

„Maserii" și „laserii" sînt noi surse de energie electromagnetică, care se deosebesc de sursele obișnuite prin uimitoarele lor proprietăți de coerență. Maserii funcționează în domeniul radiofrecvențelor (unde herțiene cu frecvențe sub 10^{12} s^{-1}), iar laserii în domeniile spectrale infraroșu, vizibil și ultraviolet.

Cuvîntul „maser" a fost alcătuit din inițialele M.A.S.E.R., prescurtarea expresiei engleze Microwave Amplification of Stimulated Emission of Radiation (amplificarea microundelor prin emisie stimulată de radiație).

Cuvîntul „laser" este provenit din inițialele L.A.S.E.R., prescurtare a expresiei *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation* (amplificarea luminii prin emisie stimulată de radiație).

Primul maser cu amoniac a fost inventat în 1954 de către Charles Townes și echipa sa de la universitatea Columbia din New York, în timp

ce sovieticii Basov și Prokhorov erau și ei pe calea descoperirii sale. În 1958, un memoriu celebru al lui Schawlow și Townes, apărut în periodicul american *Physical Review*, arată condițiile care trebuie îndeplinite pentru a obține un „laser". Primele aparate au început să funcționeze în Statele Unite în 1960. Ele au fost puse la punct în laboratoare de cercetare industrială: laserul cu rubin, folosind ioni de crom, a fost construit de Maiman la Hughes Craft Co. în California. El emitea pe linia roșie $\lambda = 6\,943$ Å a ionului trivalent Cr^{+++}.

Cîteva luni mai tîrziu, în același an, cercetătorii Javan, Bennett și Herriott de la Bell Telephone Co. din New Jersey lîngă New York au pus în funcțiune primul laser cu gaz, laserul cu heliu-neon, care emitea pe linia roșie $\lambda = 6\,328$ Å și pe cea infraroșie $\lambda = 11\,523$ Å ale neonului.

De atunci, au fost puși la punct un număr mare de laseri, care funcționează pe lungimi de undă care se întind din infraroșul îndepărtat pînă în ultravioletul apropiat. Fizicienii sînt interesați în mod special de aceia care folosesc bandele de fluorescență ale unor materii colorante, ca rodamina G, căci în acest caz este posibil să se facă să varieze în mod continuu linia lor monocromatică de emisie în interiorul bandei de fluorescență și să se potrivească această linie pe o lungime de undă dată.

Așa cum o arată numele lor, funcționarea maserilor și a laserilor este bazată pe un fenomen numit „emisie stimulată" a atomilor și moleculelor, fenomen pus în evidență de către Einstein încă din 1917. El a arătat că un atom care se găsește într-o stare cuantică excitată poate să emită radiații electromagnetice în două feluri diferite, pe care le-a numit „emisie spontană" și „emisie stimulată". Am avut deja prilejul să menționăm emisia spontană. Orice atom aflat într-o stare energetică excitată are tendința să se întoarcă pe nivelul fundamental fie direct, fie în

mai multe etape, trecînd prin nivele de energie intermediare. Pentru orice tranziție spectrală plecînd de la nivelul considerat în jos, această tendință se poate caracteriza printr-o „probabilitate de emisie spontană", legată de fiecare tranziție. Aceste probabilități sînt acelea care determină „durata de viață medie" a nivelului excitat, pe care am desemnat-o prin litera τ.

Fiecare tranziție spectrală poate fi astfel caracterizată printr-o „probabilitate de emisie spontană". Aceasta depinde de un factor care se numește „moment dipolar" electric sau magnetic, legat de tranziție, și de un alt factor, frecvența radiației emise, dată de condiția lui Bohr. În general, probabilitatea de emisie spontană legată de o tranziție este proporțională cu puterea a treia a frecvenței tranziției ν_{nm}^3. Duratele de viață ale nivelurilor superioare ale unei tranziții variază invers proporțional cu această probabilitate. Aceasta este cauza pentru care ele sînt de ordinul a 10^{-15} secunde pentru niveluri care dau naștere emisiei de radiații X, de ordinul a 10^{-9} la 10^{-6} secunde pentru acelea care emit radiații vizibile, de ordinul a 10^{-6} pînă la 1 secundă pentru emisia de radiații infraroșii. Pentru tranzițiile de radiofrecvență, probabilitățile de emisie sînt atît de mici încît duratele de viață ale nivelurilor superioare corespunzătoare se numără cu secolele și cu mileniile. În timp ce emisia de radiație de către atomi în domeniile radiațiilor X și ale radiațiilor ultraviolete și vizibile se face în primul rînd prin procesul de emisie spontană, acest proces devine neglijabil în domeniul hertzian.

Einstein a pus însă în evidență un alt mecanism care conduce la emisia de energie de radiație de către un atom sau o moleculă: procesul de „emisie stimulată", numită și emisie „provocată" sau „indusă". Ea este provocată de o radiație care atinge atomul excitat: este necesar ca această radiație excitatoare să aibă aceeași frecvență ca și radiația pe care atomul însuși este în stare

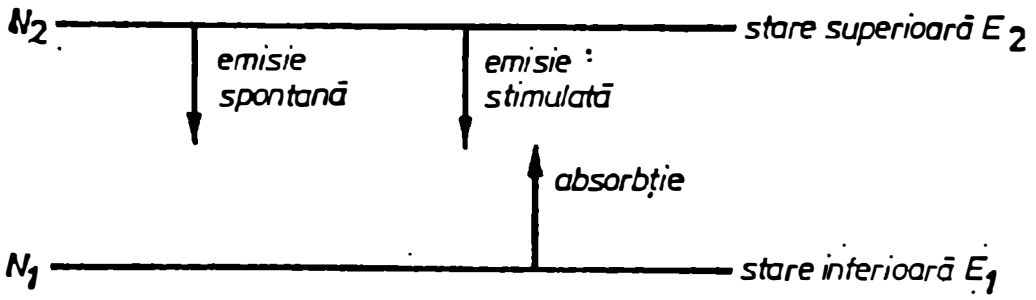


Fig. 48

să o emită (fig. 48). Acest proces, datorat acțiunii unei radiații cu frecvența $\nu_0 = \frac{E_2 - E_1}{h}$ asupra atomilor în starea superioară E_2 mărginind tranziția, este într-un anumit fel simetricul absorbției acestei aceleiași radiații de către atomii care se găsesc în starea inferioară E_1 mărginind aceeași tranziție. Cele două procese — absorbția plecînd de la starea inferioară și emisia stimulată plecînd de la starea superioară — au probabilități egale de a se produce.

Spre deosebire de emisia spontană, care se face în toate direcțiile spațiului, emisia stimulată de către un fascicul luminos stimulator care traversează mediul atomilor emițători se face numai în direcția și în sensul de propagare ale acestei radiații stimulatoare. Radiația stimulată are exact aceeași stare de polarizare și aceeași frecvență ca radiația stimulatoare. Și, ceea ce este foarte important: faza vibrațiilor radiației stimulate este legată în mod coerent de aceea a radiației stimulatoare. În timp ce procesul de absorbție începînd de la nivelul inferior E_1 produce o slăbire a radiației care traversează mediul, procesul de emisie stimulată începînd de la nivelul superior E_2 produce o întărire, o amplificare a acestei radiații.

Aceasta este cauza pentru care uneori emisia stimulată este numită „absorbție negativă", căci ea înapoiază radiației care traversează mediul o parte din energia pe care procesul de absorbție i-l ia. Cum cele două procese au aceeași probabilitate de a se produce, importanța lor relativă depinde de raportul dintre numărul de atomi N_2

de pe nivelul superior, E_2, şi numărul de atomi N_1 de pe nivelul inferior, E_1, al tranziţiei. Într-un mediu care se găseşte în echilibru termic, acest raport este dat de relaţia lui Boltzmann, pe care am amintit-o de numeroase ori: $\frac{N_2}{N_1} = \exp\left(-\frac{E_2 - E_1}{kT}\right)$. La echilibru termic, $E_2 > E_1$ atrage $N_2 < N_1$. Există întotdeauna mai mulţi atomi pe nivelul inferior decît pe nivelul superior şi absorbţia depăşeşte emisia stimulată. Dar, cu cît ridicăm temperatura mediului, cu atît emisia stimulată capătă mai multă importanţă şi face mediul mai puţin absorbant. Cînd numărul de atomi N_2 din starea superioară, E_2, este egal cu numărul de atomi N_1 din starea inferioară, E_1, cele două procese se compensează exact.

Acţiunea radiaţiei însăşi, provocînd cele două procese de absorbţie şi de emisie stimulată, are ca efect să tindă să egalizeze, prin jocul acestor două procese, populaţiile celor două nivele, E_2 şi E_1. Am vorbit despre aceasta cu prilejul discutării rezonanţei magnetice. Această acţiune este împiedicată de către procesele de relaxare, care tind să restabilească echilibrul termic între toate nivelele atomului şi celelalte grade de libertate ale mediului. Putem să considerăm că emisia spontană face parte dintre procesele de relaxare. În domeniul radiofrecvenţelor, unde emisia spontană este neglijabilă şi unde procesele de relaxare sînt lente, se ajunge destul de uşor să se egalizeze, printr-o rezonanţă magnetică, populaţiile N_1 şi N_2 ale celor două nivele de rezonanţă. În domeniul optic însă, unde procesele de relaxare şi, în special emisia spontană sînt fenomene importante, această egalizare a populaţiilor celor două nivele pretinde utilizarea unei intensităţi mari de energie radiantă.

Ne rămîne acum să vedem cum se ajunge să se facă să funcţioneze un maser sau un laser. Mai întîi trebuie să reuşim — printr-un procedeu oarecare — să creăm în mediul material o situaţie

$N_2 > N_1$, adică o situație în care nivelul superior al unei tranziții spectrale E_2 să fie mai populat decît nivelul inferior E_1, situație pe care am numit-o o „inversie de populație". Dacă facem ca o radiație de frecvență $\nu_0 = \frac{E_2 - E_1}{h}$ să traverseze un astfel de mediu, se produc cele două procese, de absorbție și de emisie stimulată; dar, de data aceasta, emisia stimulată întrece absorbția și mediul a devenit, pentru radiația de frecvență ν_0, un mediu amplificator. Și în acest caz, jocul celor două procese tinde să egalizeze cele două populații, N_2 și N_1, iar dacă vrem ca proprietățile amplificatoare ale mediului să se mențină în timp, trebuie să întreținem procesul care creează „inversia de populație".

Un astfel de mediu poate deci servi ca amplificator selectiv de radiație electromagnetică pentru o bandă spectrală îngustă în jurul frecvenței ν_0. Putem să-l numim un amplificator „maser" sau „laser", după domeniul folosit, hertzian sau optic.

În condiții de echilibru termic, nivelurile de energie inferioare ale unui atom sînt, cum s-a mai spus, întotdeauna mai populate decît nivelurile superioare. Cazul contrar, inversia de populație, necesită deci o intervenție a experimentatorului, care trebuie să creeze această situație care poate fi calificată drept artificială, împotriva naturii[1]. S-a văzut că tehnica pompajului optic permite să se creeze inversii de populație între niveluri atomice. Un procedeu deosebit de elegant și simplu pentru a întreține o inversie de populație între două nivele de energie ale unui

[1] Fizica ne oferă alte exemple de situații artificiale care nu există în natură și pe care omul le poate crea. De exemplu, în condițiile atmosferei terestre în care trăim, creăm într-un recipient un vid foarte înaintat sau producem temperaturi foarte joase, ca acelea ale heliului lichid. Radioastronomia ne procură totuși dovada că natura este capabilă și ea de astfel de situații de neechilibru, deoarece s-a observat că anumite regiuni ale spațiului interstelar emit o radiație a ionilor OH și a moleculei H_2O care au caracterele unei radiații „maser".

atom este procedeul „maserului cu trei niveluri", indicat de Bloembergen. Să considerăm un atom au un ion care are în vecinătatea nivelului undamental, E_1, două alte nivele cuantice de energie, E_2 și E_3, astfel încît distanța dintre nivele să corespundă la frecvențe din domeniul nerțian:

$$\nu_{21} = \frac{E_2 - E_1}{h} \text{ și } \nu_{31} = \frac{E_3 - E_1}{h} \text{ (fig. 49).}$$

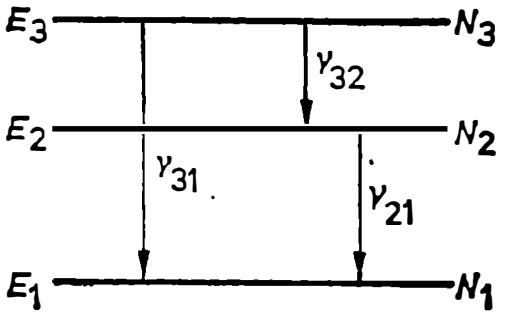


Fig. 49

Se întîmplă atunci același lucru pentru $\nu_{32} = \frac{E_3 - E_2}{h}$, și între aceste trei frecvențe de tranziție avem relația:

$$\nu_{31} = \nu_{32} + \nu_{21}.$$

La echilibru termic, între populațiile celor trei nivele avem relația: $N_3 < N_2 < N_1$.

Să presupunem că aplicăm mediului un cîmp oscilant intens, de frecvență ν_{31}. El va avea drept efect să egalizeze populațiile de pe nivelele E_1 și E_3, adică să realizeze egalitatea $N_3 = N_1$, iar dacă cîmpul oscilant este destul de intens, să mențină această egalitate în ciuda tuturor proceselor de relaxare care tind să restabilească echilibrul dinamic. În aceste condiții, la echilibrul termic care se va instaura între rezonanța hertziană pe ν_{31} și relaxare, populația din nivelul intermediar, E_2, va fi în general astfel încît:

$$\text{fie } N_2 > N_1 = N_3,$$
$$\text{fie } N_2 < N_1 = N_3.$$

În primul caz, deoarece $N_2 > N_1$, vom fi realizat deci o inversie de populație între nivelele E_2 și

E_1, iar în al doilea caz, o inversie $N_3 > N_2$ între nivelele E_3 și E_2 și va fi posibil să ne folosim de aceasta pentru a face din mediu un „maser" amplificator fie pe frecvența ν_{21}, dacă este realizat primul caz, fie pe frecvența ν_{32}, dacă este vorba de al doilea caz.

În legătură cu studiul laserilor, vom vedea puțin mai departe alte metode pentru a crea și a întreține inversii de populație între nivelele atomice, ionice sau moleculare.

Un mediu în care s-a creat o inversie de populație între nivelele atomice E_1 și E_2 poate deci să servească de „amplificator" maser sau laser pe frecvența $\nu_0 = \frac{E_2 - E_1}{h}$.

În domeniul radiofrecvențelor, ne folosim efectiv de amplificatori maser în telecomunicații. Dar putem face maserii și laserii să joace încă un rol, care a devenit esențial în domeniul opticii, acela de „autooscilator" sau de generator de unde electromagnetice având proprietăți deosebite de coerență.

În cazul receptoarelor de radiodifuziune, care conțin circuite amplificatoare de semnale radioelectrice, știm că dacă împingem prea departe amplificarea unui semnal, postul „acroșează" și emite un fluierat. Aceasta se întîmplă deoarece aparatul s-a transformat din amplificator în generator de oscilații electrice.

Pentru a face din mediul amplificator un mediu generator trebuie să realizăm o a doua condiție: să împiedicăm radiația emisă prin emisie stimulată să părăsească mediul, să o obligăm să retraverseze mediul de un mare număr de ori, producînd în felul acesta, pe măsură ce radiația se întărește, o emisie stimulată din ce în ce mai accelerată, un „efect de avalanșă". În acest caz mediul a cărui radiație este astfel închisă într-un „rezonator", va autoîntreține oscilațiile care se produc aici, va deveni un generator de vibrații electromagnetice.

În domeniul radiofrecvențelor, „rezonatorul" care permite să se închidă radiația este constituit dintr-o „cavitate rezonantă". Aceasta constă dintr-o cutie goală din metal ai cărei pereți interni joacă rolul oglinzilor care reflectă unda electromagnetică și o mențin în cavitate. Această undă ia aici forma unei unde staționare care se amplifică din ce în ce mai mult datorită emisiei stimulate a atomilor, pînă ce apare un echilibru dinamic între aportul de energie și pierderile datorate emisiei induse. Această undă staționară care se autoîntreține în cavitate nu prezintă interes pentru experimentator decît dacă el poate să preia o parte din energia oscilantă cu scopul de a constata existența sa, de a-i măsura intensitatea și, la nevoie, de a se folosi de ea; această extragere constituie o pierdere care, într-o stare de oscilație staționară, este compensată printr-un aport de energie cu scopul de a întreține emisia indusă a atomilor.

Cavitatea rezonantă joacă pentru undele electromagnetice pe care le autoîntreține, același rol ca și un tub sonor pentru undele acustice. O condiție importantă pentru ca oscilația electromagnetică să pornească este ca dimensiunile cavității să fie ajustate pe frecvența undei, această frecvență fiind determinată de tranziția atomică folosită. Trebuie deci să se poată varia dimensiunile cavității, de exemplu printr-un piston mobil, astfel încît să se ajusteze frecvența proprie a cavității pe frecvența atomică. Pentru a întreține energia autooscilației, aceasta trebuie „hrănită" cu atomi excitați pe nivelul superior al tranziției, capabili să producă energie prin emisie stimulată.

La primul maser generator de oscilații herțiene, maserul cu amoniac al lui Townes, această energie era produsă de către molecule de NH_3, care erau trimise în cavitate printr-un orificiu și care se aflau toate pe nivelul superior al tranziției E_2. Aceasta se datora unei metode ingenioase de triere care permitea să se separe moleculele aflate în starea superioară, E_2, de

acelea aflate în starea inferioară, E_1 şi să nu se trimită în cavitate decît moleculele aflate în starea superioară capabile să cedeze cavităţii energia $E_2 - E_1 = h\nu_0$. Frecvenţa ν_0 este egală în acest caz cu 28,370 gigahertzi, corespunzînd unei lungimi de undă de $\lambda = 1{,}25$ cm.

La maserul cu rubidiu, cavitatea rezonantă din metal conţine o celulă de sticlă umplută cu vapori de rubidiu, ai căror atomi sînt pompaţi optic printr-o fereastră din sticlă practicată în cavitate. Acest pompaj optic creează în starea fundamentală a atomului inversia de populaţie dintre cele două nivele de energie numite de „structură hiperfină“ Frecvenţa tranziţiei este egală cu 3,035 gigahertzi pentru izotopul ^{85}Rb şi cu 6,835 gigahertzi pentru izotopul ^{87}Rb. Emisia maser autoîntreţinută a fost obţinută pe aceste două frecvenţe.

La laserii autooscilatori din optică, cavitatea rezonantă este o cavitate deschisă, constituită foarte simplu din două oglinzi M_1 şi M_2 faţă în faţă, care îşi trimit de la una la alta lumina emisă de mediu, în direcţia normală la suprafaţa oglinzilor. Această lumină este astfel închisă între cele două suprafeţe reflectate, ea revine mereu în mediu, iar emisia indusă se accelerează, fie pînă la terminarea atomilor aflaţi în starea superioară — în acest caz laserul funcţionează în impuls — fie pînă ce se stabileşte un echilibru dinamic între cîştiguri şi pierderi; laserul este atunci în stare să funcţioneze în regim continuu (fig. 50). Pentru ca fasciculul luminos coerent

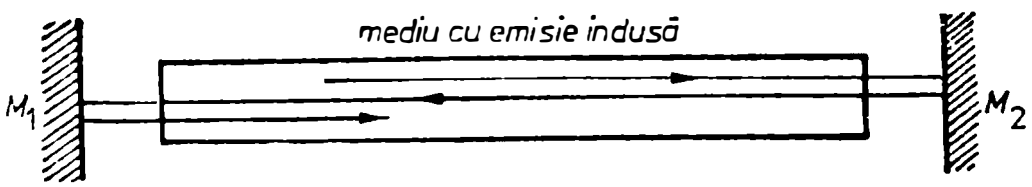


Fig. 50

care se duce şi se întoarce între cele două oglinzi să poată produce la ieşire un fascicul utilizabil, fascicul căruia să i se poată studia proprietăţile, una dintre oglinzi trebuie să fie oarecum transpa-

ntă, de exemplu, să aibă o putere reflectantă e numai 99% și să lase să filtreze la exterior 1% in lumină, ceea ce se poate realiza cu niște straturi dielectrice depuse pe sticlă. Atunci cînd mediul ctiv în care emisia indusă se produce este un olid (cristal de rubin sau sticlă cu neodim), uprafețele laterale ale solidului sînt șlefuite și glinzile M_1 și M_2 sînt lipite direct pe aceste ultime uprafețe.

Atunci cînd mediul activ este un gaz conținut ntr-un tub de descărcare electrică, fețele terminale ale tubului sînt înclinate sub incidența rewsteriană. Sub această incidență (egală cu 4° pentru fețe de sticlă), pierderile prin reflexie înt nule pentru o vibrație luminoasă paralelă cu lanul de incidență. Tocmai pe această vibrație are prezintă cele mai mici pierderi se pornește utooscilația luminoasă și, în acest caz, lumina erentă emisă se află polarizată rectiliniu în od natural (fig. 51).

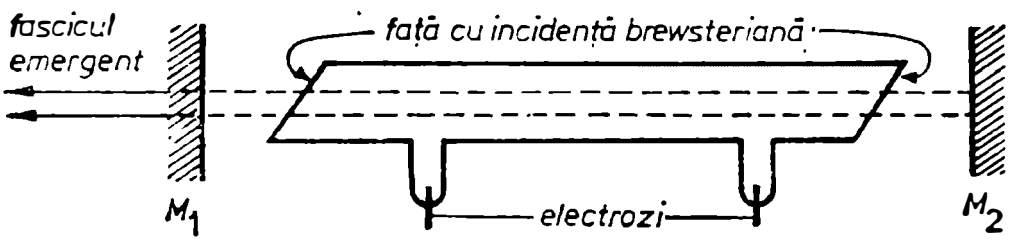


Fig. 51

În laseri inversia de populație este realizată în liferite feluri. În laserii care folosesc nivelele de nergie ale unor ioni conținuți în solide, cum e aserul cu rubin (ion de crom într-un cristal de orindon, Al_2O_3) și laserul cu sticlă cu neodim ion de neodim), inversia de populație este obținută prin pompaj optic, luminînd mediul cu o ampă flash cu xenon puternică. Acești laseri uncționează în impuls.

La cea mai mare parte a laserilor cu gaz folosiți ctualmente, o puternică descărcare electrică ntreținută în gaz este capabilă să creeze nversii de populație între anumite nivele ale tomilor excitați. Într-o descărcare electrică,

atomii sînt excitați prin șoc electronic. Electronii care se găsesc în plasma tubului sînt accelerați de către cîmpul electric dintre doi electrozi și ating energii cinetice de translație mult superioare acelora care corespund energiei de agitație termică a atomilor gazului. Într-un tub de descărcare nu există deci echilibru termic, ci un echilibru dinamic care favorizează în anumite cazuri inversiunea de populație între anumite nivele atomice. Aceasta a fost dealtfel, trebuie să spunem, pentru cea mai mare parte a fizicienilor, o surpriză, să constate că o simplă descărcare electrică poate crea într-un gaz inversie de populație. Laserii cu argon și cu xenon funcționează astfel. În unele cazuri, producerea unei inversii de populație într-un tub de descărcare conținînd un amestec de două sau mai multe gaze este favorizat de procesul de „transfer de energie" între doi atomi sau două molecule de specii diferite. Acesta este cazul laserului cu heliu-neon și al laserului cu bioxid de carbon amestecat cu azot.

Atomul de heliu și molecula de azot au stări excitate numite „metastabile" care nu pot să revină la starea fundamentală prin emisie de radiație. Durata de viață a acestor stări este deci foarte lungă și într-un tub de descărcare concentrarea atomilor în stările metastabile este ridicată. Cînd un astfel de atom metastabil întîlnește un atom de o altă specie care are o stare excitată de energie vecină cu aceea a stării metastabile, are loc un transfer de energie între cei doi atomi, care sporește populația stării excitate a celui de-al doilea atom ($He \rightarrow Ne$ și $N_2 \rightarrow CO_2$) și este capabilă să creeze inversii de populație față de stările de energie inferioare.

În sfîrșit, un ultim mijloc de a obține o inversiune de populație este de a se produce într-un tub laser o reacție chimică care produce atomi și molecule într-o stare excitată, stare de la care se poate porni o emisie laser autooscilantă.

Este posibil să se facă să funcționeze în impuls laseri cu gaz alimentînd tubul de descărcare

printr-o descărcare scurtă și puternică, dar s-a reușit să se facă să funcționeze un mare număr de laseri cu gaz și în regim continuu.

Proprietățile luminii laser

Să examinăm acum proprietățile luminii emise de un astfel de aparat. Am spus că lumina unui laser se deosebește de aceea a unei surse luminoase obișnuite prin „coerența" sa. Ce înțelegem prin aceasta? La un fascicul luminos se deosebește „coerența spațială" și „coerența temporală". Le vom examina pe amîndouă.

O sursă luminoasă obișnuită, un filament incandescent sau un gaz luminos, emite vibrații luminoase în toate direcțiile. Dacă vrem să folosim o astfel de sursă pentru a obține un fascicul unidirecțional, trebuie să limităm prin niște diafragme deschiderea fasciculelor emise. Se izbutește astfel să se obțină un fascicul luminos de deschidere unghiulară mică, dar cu prețul unei mari pierderi de lumină. Unda plană, de deschidere unghiulară nulă, rămîne o abstracție irealizabilă.

La laser, din contra, fasciculul luminos realizat este prin construcție unidirecțional (fig. 52). Cele

Fig. 52

două oglinzi plane și cu fețe paralele care delimitează cavitatea deschisă nu trimit înapoi la infinit decît razele a căror direcție este normală exact pe fețele oglinzilor. Acelea care fac un mic unghi ε cu axa laserului ies după cîteva reflexii din cîmpul celor două oglinzi și pentru vibrațiile pe care le transportă amplificarea prin emisie indusă rămîne foarte mică. Razele care sînt exact perpendiculare

pe fețele oglinzilor sînt normalele unei unde plane al cărei plan de undă este paralel cu planul oglinzilor. Vibrațiile acestei unde sînt acelea care, cuprinse între cele două oglinzi și provocînd, pe măsură ce amplitudinea lor crește, noi emisii induse în coerență cu ele, constituie o undă plană coerentă, a cărei extindere laterală a este stabilită de suprafața oglinzilor sau de lărgimea tubului de descărcare. Unda luminoasă care iese din oglinda M_1 și se propagă în exterior nu rămîne totuși în mod riguros plană. Ea are o divergență mică, impusă de natura ondulatorie a luminii și dată de teoria difracției. Această divergență unghiulară este egală cu $\alpha = \frac{\lambda}{a}$.

Pentru lumina verde a laserului cu argon, $\lambda = 0{,}5\ \mu\ m = 5 \cdot 10^{-4}$ mm, să luăm $a = 5$ mm. Obținem $\alpha = 10^{-4}$ radiani, adică o divergență, de o parte și de cealaltă de 1 mm pe 10^4 mm $= 10$ m. Fasciculul luminos care la ieșirea din laser are un diametru de 5 mm, va avea deci, la o distanță de 10 m, doar un diametru de 7 mm. Toți cei care au văzut propagîndu-se într-o sală fascicule laser au fost izbiți de îngustimea acestor fascicule.

Această divergență a unui fascicul laser poate fi redusă făcîndu-l să traverseze „în sens invers" o lunetă astronomică, fasciculul intrînd prin ocular și ieșind prin obiectiv (fig. 53).

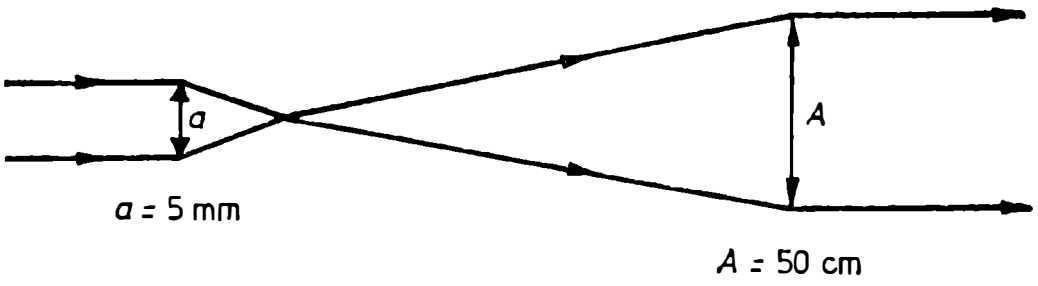


Fig. 53

Se mărește astfel secțiunea fasciculului și, după o lege binecunoscută a opticii, se reduce în aceeași măsură divergența sa unghiulară. Dacă fasciculul laser care iese din obiectiv a atins un diametru

de 50 cm, unghiul său de divergență este în acest caz:

$$\varepsilon = \frac{\lambda}{A} = \frac{5 \cdot 10^{-4}}{5 \cdot 10^{2}} = 10^{-6} .$$

Diametrul fasciculului nu se va mai mări acum, de o parte și de cealaltă, decît cu 1 mm pentru fiecare km de distanță. Astfel încît, îndreptat spre lună, fasciculul laser va forma pe suprafața acesteia o pată luminoasă de mai puțin de 1 km diametru.

Coerența temporară a unui fascicul de lumină emis de către un laser se manifestă prin finețea spectrală a radiației emise, care depășește cu mult în monocromaticitate tot ce se poate obține cu sursele luminoase convenționale. Am văzut că liniile spectrale cele mai fine sînt acelea ale gazelor luminescente a căror lărgime de linie este determinată de efectul Doppler. Pentru liniile spectrului vizibil ea este, pe scara frecvențelor, de ordinul a 1 000 megahertzi. Această lărgime Doppler a liniilor ascunde în general lărgimea naturală determinată de durata de viață a nivelelor cuantice ale atomului, mărginind tranziția spectrală, lărgime care — în cazul liniei de rezonanță optică a mercurului — este de ordinul a cîtorva megahertzi.

Durata de coerență a unei emisii laser este teoretic infinită și ține tot atît cît durează autooscilația întreținută a instrumentului. Suprapunînd vibrațiile a doi laseri identici — dar ale căror frecvențe de emisie nu sînt niciodată exact egale, se obțin bătăi cu diferență de frecvență, bătăi care se află în domeniul hertzian și care pot fi amplificate și înregistrate cu o instalație electronică convenabilă. Ele se mențin pe durate lungi de timp. Finețea liniei spectrale a laserilor cu gaz în regim permanent este astfel încît măsurarea lărgimii liniei scapă procedeelor actuale de măsură. Montînd cele două oglinzi, M_1 și M_2, care definesc lungimea cavității optice pe un suport din aliaj Invar (aliaj al cărui coeficient de dilatare este

foarte mic) și termostatînd încăperea în care se află laserul, se poate stabili frecvența optică la care el intră în rezonanță, cu o precizie care atinge actualmente valoarea de 10^{-13}. Laserii constituie deci, la ora actuală, instrumente fizice de mare perfecțiune.

Abordînd studiul maserilor și al laserilor, am făcut observația că aceste instrumente constituie exemple deosebite de structuri disipative. Laserii cu gaz, în special cei funcționînd în regim permanent, constituie modele de astfel de structuri: ei împrumută mediului exterior energie bogată în negentropie, energie electrică în tuburile de descărcare, optică în laserii cu pompaj optic și chimică în alte cazuri. Ei folosesc această energie pentru a crea și a menține o stare de ordine deosebită datorită fenomenului de emisie indusă: unda electromagnetică autoîntreținută ale cărei vibrații prezintă un grad de coerență uimitor. O parte importantă din această energie care prezintă un grad înalt de ordine este cedată mediului exterior. Dar, în același timp, maserul sau laserul produce o cantitate de căldură însemnată care trebuie să fie eliminată în acest mediu[1].

Natura ondulatorie a materiei și chimia

Legătura chimică dintre doi atomi, legătură care conduce la formarea moleculelor, este asigurată de către electroni. În legătura chimică natura ondulatorie a electronilor joacă un rol esențial. Ca să arătăm acest lucru, vom considera exemplul cel mai simplu: un electron care unește între ei doi protoni. Acesta este cazul ionului molecular de hidrogen, notat cu H_2^+. Pentru a

[1] În momentul atribuirii premiului Nobel pentru fizică în 1966, anumiți ziariști prost informați au atribuit greșit echipei noastre de cercetare de la E.N.S. o parte din meritul inventării laserilor. De fapt, echipa noastră n-a lucrat niciodată la problemele de emisie indusă care sînt la baza funcționării laserilor.

forma acest ion, să apropiem un atom neutru de hidrogen, format dintr-un proton și un electron, de un alt proton (fig. 54).

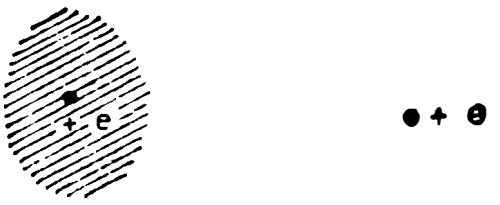


Fig. 54

Știm că funcția de undă a electronului în starea fundamentală a atomului de hidrogen are simetrie sferică. „Probabilitatea de prezență" a electronului într-un punct al spațiului, reprezentată de pătratul amplitudinii acestei funcții de undă, seamănă cu un „nor" în formă sferică ce înconjură protonul și a cărui densitate descrește progresiv către exterior. Dacă apropiem de acest sistem un proton de sarcină $+e$, atracția între el și electron va deforma funcția de undă electronică (fig. 55).

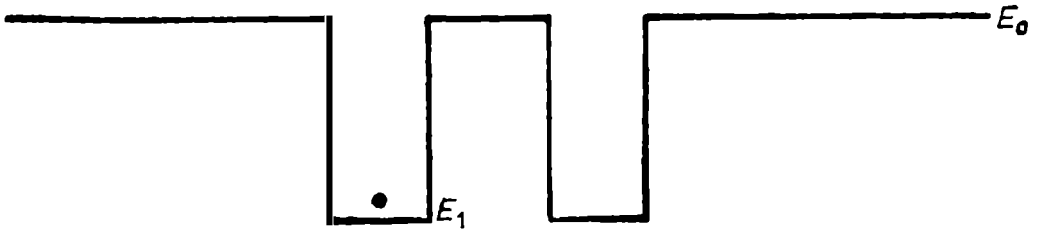


Fig. 55

Din punct de vedere energetic, fiecare proton joacă pentru electron rolul unei „gropi de potențial"; între cele două gropi există deci o barieră de potențial de netrecut pentru electron. Dacă condițiile inițiale sînt astfel încît electronul se găsește în fundul uneia dintre gropi adică dacă este legat de unul din cei doi protoni), îi este imposibil din punct de vedere energetic să depășească bariera de energie $E_0 - E_1$ pentru a trece în cealaltă groapă. Așa se întîmplă cu un corpuscul în mecanica clasică. Să ținem seama acum de natura ondulatorie a electronului. Știm că, atunci cînd cele două gropi de potențial se apropie și cînd bariera de potențial dintre ele devine îngus-

tă, devine posibil efectul tunel, care permite undei asociate electronului nu de a trece bariera, ci de a o străbate: să ne amintim lumina care trece între două prisme cu reflexie totală și efectul Josephson.

Și aici, efectul tunel va permite electronului să treacă din vecinătatea unui proton în vecinătatea celuilalt. Funcția de undă a electronului, datorită efectului tunel, se va împărți între cei doi protoni. Acest efect tunel particular ia, în chimia cuantică, numele de „efect de schimb". Electronul se schimbă între gropile de potențial ale celor doi protoni și acest efect de schimb este acela care asigură legătura chimică.

Am examinat cazul cel mai simplu, acela în care un singur electron asigură legătura. Doi electroni pot să participe la aceeași legătură între doi atomi, pot să aibă aceeași funcție de undă, cu condiția ca spinii lor să fie opuși (principiul lui Pauli). Îi numim atunci pereche de electroni.

Nu vom adînci studiul problemei legăturii chimice care, s-o repetăm, este legată strîns de natura ondulatorie a electronilor care o asigură. Să menționăm totuși un fapt important: există în anumite molecule electroni „localizați", a căror funcție de undă se întinde în mod unic între doi atomi ai moleculei, dar pot exista și electroni „delocalizați", a căror funcție de undă, datorită unor efecte de tunel multiple, se întinde asupra ansamblului moleculei. Astfel de electroni delocalizați se găsesc în moleculele organice cu duble legături conjugate (fig. 56), unde anumiți electroni

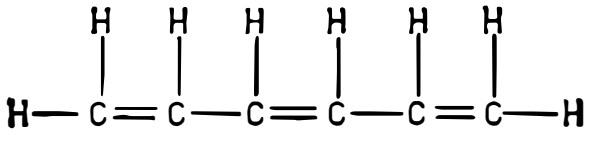


Fig. 56

sînt capabili să se deplaseze de la un capăt la altul al moleculei.

Un caz tipic de „funcții de undă delocalizate" ale electronilor este acela al moleculei de benzen,

a cărei formulă după Kékulé prezintă un șir de duble legături conjugate (fig. 57). De fapt, noi știm azi că cele șase legături dintre atomii de carbon din inelul benzenic sînt identici, dar că electronii corespunzînd celei de „a doua legături" sînt delocalizați și fac înconjurul nucleului ben-

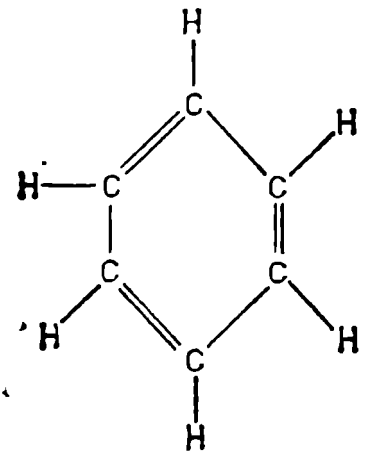


Fig. 57

zenic; ceea ce explică unele proprietăți uimitoare ale acestei molecule, cum sînt stabilitatea sa și marea sa anizotropie diamagnetică. Moleculele cu electroni delocalizați se comportă ca niște mici „supraconductori interni".

Încheind acest capitol, trebuie să observăm că chimiștii descoperă în fiecare zi procese fizico-chimice noi, procese care realizează structuri disipative.

Fizică și biologie

Neștiința mea în materie de biologie îmi permite să fiu scurt în acest domeniu. Cunoștințele mele se mărginesc la lectura cîtorva cărți uimitoare[1] care pun problema relațiilor dintre fenomenele fizico-chimice și fenomenele biologice.

[1] André Lwoff: *L'Ordre biologique* (Robert Laffont 1969, reed. în colecția „Livre de poche"; Jacques Monod; *Le Hasard et la Nécessité* (Ed. du Seuil 1970); François Jacob: *La logique du vivant* (N.R.F. Gallimard 1970); Madeleine Barthélemy-Madaule: *L'ideologie du hasard et de la nécessité* (Ed. du Seuil, 1972); Pierre Grasse: *Toi, ce petit dieu* (Albin Michel 1971).

Ceea ce izbește un om de știință obișnuit să se ocupe de natura neînsufletită, atunci cînd abordează domeniul vieții, este chiar faptul care dă titlul său cărții lui André Lwoff: ordinea biologică. În comparație cu fenomenele fizice, fenomenele biologice se disting printr-o ordine uimitoare în structura lor spațială și în evoluția lor temporală. Într-atît încît se poate face din această tendință spre ordine, spre menținerea și păstrarea acesteia, proprietatea caracteristică care definește „viața" și care deosebește o „ființă vie" de „artefacte"[1] și de obiectele neînsufletite. Să-l citim pe Jacques Monod (p. 23—24):

„Structura unei ființe vii rezultă dintr-un proces... care nu datorează aproape nimic acțiunii forțelor exterioare, ci datorează totul unor interacțiuni „morfogenetice" interne obiectului însuși. Structură care oglindește deci un determinism autonom, precis, riguros, care implică o „libertate" cvasitotală față de agenți sau de condiții exterioare... Prin caracterul autonom și spontan al proceselor morfogenetice care clădesc structura macroscopică a ființelor vii, acestea se deosebesc complet de artefacte, tot atît de tare dealtfel ca și de cea mai mare parte a obiectelor naturale".

Iată un raționament limpede și categoric, dar pe care chiar autorul acestor linii îl atenuează în fraza care urmează: „Aceasta cu o excepție: cristalele a căror geometrie caracteristică oglindește interacțiunile microscopice interne din obiectul însuși. Numai după acest criteriu, cristalele ar fi deci clasificate la un loc cu ființele vii...". Citînd el însuși o excepție, Monod admite deci că deosebirea dintre „ființa vie" și „obiectul neînsufletit" este mai puțin absolută decît o afirmă el. Vom avea de revenit asupra acestui punct.

Tendința deosebită a proceselor biologice de a menține, a perpetua și a crea „ordine" este atît

[1] Unelte, mașinării sau instrumente construite de către om.

de mare, încît oamenii de știință s-au întrebat dacă procesele biologice nu încalcă oare cel de al doilea principiu al termodinamicii, principiul lui Carnot, după care o tendință opusă se manifestă în procesele fizice și chimice: către creșterea dezordinii.

La ora actuală, cea mai mare parte a biologilor și printre ei autorii citați, sînt convinși că, în procesele biologice, principiul lui Carnot (principiu de necreare de negentropie) este respectat, deoarece sistemele biologice sînt „sisteme deschise" care schimbă în mod continuu energie și entropie cu mediul exterior, astfel încît bilanțul total de entropie rămîne întotdeauna pozitiv.

Se cuvine să intercalăm aici o digresiune și să amintim semnificația principiului lui Carnot, precum și a termenilor de entropie, negentropie, probabilitate, dezordine și ordine, informație.

Principiul lui Carnot postulează că un sistem nu poate să transforme căldura în lucru mecanic decît dacă este în contact cu două surse de căldură la temperaturi diferite, o sursă la temperatură ridicată care îi împrumută căldură și o sursă la temperatură mai joasă căreia i-o cedează. Plecînd de la principiul lui Carnot, se definește conceptul de entropie, mărime care se desemnează prin litera S. Într-o transformare reversibilă la temperatură constantă, variația de entropie ΔS este egală prin definiție cu cantitatea de căldură ΔQ schimbată cu mediul exterior împărțită la temperatura absolută T:

$$\Delta S = \frac{\Delta Q}{T}.$$

Variația de entropie a sistemului este pozitivă dacă primește căldură și negativă dacă cedează căldură.

Funcția de entropie S fiind definită prin variațiile sale, se poate pune principiul lui Carnot sub forma următoare: cînd un sistem suferă un șir de transformări *reversibile*, în cursul cărora el schimbă căldură și alte forme de energie cu mediul exte-

rior, și la capătul cărora este readus la starea sa inițială, suma variațiilor de entropie ale sistemului este nulă:

$$\Sigma \Delta S = \Sigma \frac{\Delta Q}{T} = 0 .$$

Pentru un sistem care nu suferă decît transformări *reversibile*, adică al căror sens se poate inversa, entropia apare deci — ca și energia — drept o mărime constantă „invariantă".

Să considerăm un sistem care evoluează în funcție de timp în mod *reversibil* și care trece dintr-o stare inițială A într-o stare finală diferită B. Vom defini atunci variația de entropie între cele două stări prin relația:

$$S(B) - S(A) = \sum_{A}^{B} \frac{\Delta Q}{T} ;$$

suma fiind efectuată peste un șir de transformări *reversibile* care conduc de la starea A la starea B.

Datorită acestei definiții, proprietatea de entropie devine ceea ce se numește o „funcție de stare" a sistemului, adică o mărime care — ca și energia — nu depinde de felul în care se trece de la o stare la alta, aici totuși cu o restricție importantă: trebuie ca drumul urmat să fie *reversibil*.

Or, există în natură transformări ireversibile, adică transformări care, în funcție de timp, se fac întotdeauna în sens unic și al căror sens nu se poate inversa. În mecanica pură astfel de transformări nu există. Ecuațiile mecanicii sînt „invariante" față de o schimbare de semn a variabilei „timp" t. Dar nu același lucru se petrece în multe fenomene fizice în care intervine căldura (frecarea în mecanică, efectul Joule în electricitate etc.). Modelul însuși al unei transformări ireversibile, care se face întotdeauna în sens unic, este fenomenul de „conducție a căldurii", trecerea căldurii de la un corp cald la un corp

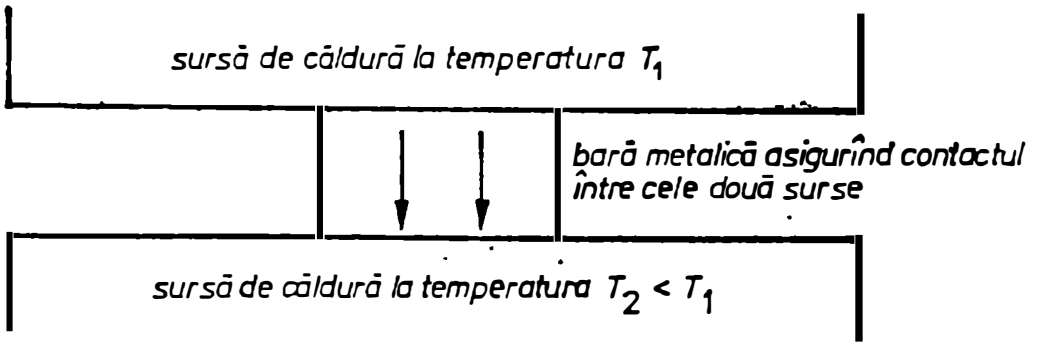

sursă de căldură la temperatura T_1
bară metalică asigurînd contactul între cele două surse
sursă de căldură la temperatura $T_2 < T_1$

Fig. 58

rece (fig. 58). Să considerăm, într-adevăr, un corp cald cu suprafață mare, pe care îl vom numi „sursă de căldură", la temperatura mai ridicată T_1, și să considerăm un alt corp de suprafață mare, la o temperatură mai joasă T_2. Să stabilim cu ajutorul unei bare metalice un contact termic între cele două „surse". Prin bară se va scurge un „flux de căldură", de la corpul cald către corpul rece. Fie ΔQ cantitatea de căldură care a traversat bara într-un timp dat t. Bara care a servit transportului căldurii se găsește, la sfîrșitul lucrării, în aceeași stare ca și la început.

Deoarece starea barei a rămas neschimbată, entropia sa, care este o funcție de stare, a rămas aceeași. Dar să facem bilanțul entropiei celor două surse. Sursa cu temperatura T_1 a cedat entropia $\frac{\Delta Q}{T_1}$. Variația sa de entropie este deci $\Delta S_1 = \frac{\Delta Q}{T_1}$. Sursa rece cu temperatura T_2 a cîștigat entropia $\Delta S_2 = \frac{\Delta Q}{T_2}$. Variația totală de entropie din cursul acestei transformări ireversibile este, deci:

$$\Delta S_1 + \Delta S_2 = \Delta Q \left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1}\right) = \Delta Q \frac{T_1 - T_2}{T_1 T_2} > 0.$$

Putem să generalizăm ceea ce tocmai am văzut pe acest exemplu particular: în cursul unei transformări ireversibile, entropia totală a mediilor care au participat la transformare a crescut.

Entropia nu este deci, ca energia, o mărime conservativă. Ea poate rămîne constantă în transformările reversibile și poate să crească în

transformările ireversibile; ea nu poate niciodată să scadă.

Am văzut că variația de entropie între două stări ale unui sistem fizic se determină plecînd de la schimbul de căldură cu mediul exterior; pentru o transformare *reversibilă* care duce de la starea A la starea B, ea se calculează prin relația $\sum \frac{\Delta Q}{T_1}$.

Atunci cînd vrem să aplicăm conceptul de entropie unei ființe vii, această definiție cuprinde o dificultate de principiu. Care este variația de entropie a unei ființe vii între starea sa A la momentul t_1 și starea sa B la un moment ulterior t_2? O ființă vie evoluează în mod esențial într-un fel ireversibil în timp, de la naștere la moarte. Pentru ființa vie nu există nici o cale reversibilă care să-i permită să revină de la o stare B la o stare anterioară A. Putem totuși încerca să facem un bilanț al schimburilor de entropie între o ființă vie și mediul ambiant pentru o perioadă de timp scurtă, făcînd ipoteza plauzibilă că entropia internă a ființei vii a suferit o variație neglijabilă.

O ființă vie, a cărei temperatură este mai ridicată decît a mediului ambiant îi cedează acestuia în mod permanent căldură și mărește prin aceasta entropia totală a mediului.

Am văzut că Boltzmann a izbutit să dea pentru entropie o interpretare la scara microfizică, stabilind o relație precisă între acest concept fenomenologic și gradul de dezordine moleculară (care se identifică cu probabilitatea unei distribuții moleculare). El a arătat că entropia S este proporțională cu log P, P fiind probabilitatea unei anumite distribuții moleculare. Ca urmare, se poate da celui de al doilea principiu al termodinamicii următoarea interpretare microfizică: starea unui ansamblu de particule are întotdeauna tendința de a evolua, în funcție de timp, spre starea cu distribuția cea mai probabilă, care este de asemenea cea mai dezordonată, și care constituie starea de echilibru a distribuției.

Entropia apare astfel ca o măsură a gradului de dezordine a unui sistem fizic şi fizicienii obişnuiesc să definească o mărime numită „negentropie", care nu este alta decît funcţia entropie cu semn schimbat, $-S$. Ea caracterizează gradul de ordine al unui sistem la scara microfizică.

În sfîrşit, în teoria informaţiei (cibernetică), se poate defini cantitatea de informaţie I pe care o avem despre un sistem. Aceasta este cu atît mai mare cu cît sistemul este mai ordonat şi se demonstrează că această cantitate de informaţie I este proporţională cu negentropia $-S$ a sistemului.

Trebuie să notăm aici că „cantitatea de informaţie", care măsoară într-un fel gradul de cunoaştere pe care îl avem despre un sistem fizic, nu este un concept pur obiectiv, deoarece în acest grad de cunoaştere intervine conştiinţa observatorului.

Atunci cînd examinăm un sistem format dintr-un mare număr de corpusculi la scară moleculară, ne dăm seama, intuitiv, că agitaţia termică dezordonată este agentul esenţial care produce şi întreţine dezordinea şi înţelegem că luînd din căldura sistemului, răcindu-l, reducînd agitaţia termică, înlesnim acţiunea forţelor care caută să ordoneze sistemul. Astfel, de exemplu, legea paramagnetismului a lui Curie ilustrează această tendinţă: momentul magnetic global $\vec{\mu}$ căpătat de substanţă în sensul cîmpului magnetic $\vec{H}$ creşte cu $\frac{1}{T}$ cînd scade temperatura. Pe măsură ce temperatura scade, forţele de ordine care caută să orienteze momentele magnetice individuale ale atomilor în sensul cîmpului iau progresiv întîietatea faţă de forţele de dezordine ale agitaţiei termice.

La temperatură joasă deci, luînd unui sistem fizic căldura, micşorînd entropia sa, facem să apară în materie stări de ordine: lichidele de exemplu, cristalizează (un cristal este caracterizat printr-o structură spaţială ordonată a moleculelor).

Tot la temperatură joasă, apare și starea superfluidă a heliului, care corespunde unei stări de ordine a atomilor de heliu în spațiul fazelor, adică simultan în spațiul obișnuit și în spațiul vectorului $\vec{P}$, vectorul „cantitate de mișcare"[1].

Putem să numim această ordonare obținută la temperatură joasă o „ordine statică". Ea este datorată reducerii mișcărilor dezordonate de agitație termică.

Acesteia putem să-i opunem „ordinea dinamică" a sistemelor cu structură disipativă, ordine care apare într-un sistem la temperatură ridicată și care rezultă dintr-un echilibru dinamic între un sistem și un mediu exterior cu care se găsește într-un schimb permanent. Am văzut pe exemple (rezonanță paramagnetică, maser, laser) că un astfel de sistem primește energie de la mediul exterior (energie sub formă „nobilă" necalorică, electrică sau chimică). Datorită acestei energii care îl alimentează, sistemul dă naștere și menține în interiorul său o stare de ordine de care face să beneficieze mediul exterior (emisie a unui fascicul de lumină coerentă, dar și căldură, astfel încît bilanțul total de entropie rămîne pozitiv.

Dacă vrem să facem o comparație între o ființă vie și un sistem fizic, nu cu ordinea statică a cristalelor trebuie să o comparăm, ci cu ordinea dinamică a unui sistem fizic disipativ, ale cărui atribute le are pe toate. Ființa vie primește energie din mediul exterior respirînd și alimentîndu-se, realizează și menține în interiorul său o „stare de ordine" și dă mediului exterior căldură și deșeuri care măresc entropia mediului. Reciproc, funcționarea unui laser se poate caracteriza reluînd textual termenii prin care Monod caracteriza o ființă vie și pe care i-am reprodus mai sus: fotonii stimulatori impun fotonilor a căror emisie o provoacă, direcția lor, polarizarea lor, coerența lor de fază,

[1] Uneori acest spațiu se numește „spațiul momentelor", căci, în engleză, *momentum* înseamnă „cantitate de mișcare".

astfel încît fasciculul emis datorează totul unor interacţiuni „morfogenetice“ interioare obiectului însuşi. Aportul exterior se mulţumeşte, ca şi la fiinţa vie, să pună la dispoziţia sistemului energia liberă necesară pentru a asigura această geneză de ordine.

Dacă François Jacob (op. cit. p. 12) caracterizează la rîndul său fiinţele vii într-un mod concis exclamînd: „O bacterie, o amibă, o ferigă, ce destin pot ele să viseze dacă nu acela de a forma două bacterii, două amibe, două ferigi?“ răspundem umorului său exclamînd la rîndul nostru: „Un foton, ce destin poate el să viseze, dacă nu acela de a forma doi fotoni, trei fotoni, *n* fotoni? Fotoni care îi seamănă ca niște frați gemeni!“

Biologul, în primul rînd acela care lucrează în domeniul biologiei moleculare, a obţinut rezultate esenţiale împrumutînd de la fizician şi de la chimist modelele corpusculare ale materiei, şi în primul rînd acelea din stereochimie. Astfel, biologul s-a transformat într-un excelent chimist căruia îi este familiară realitatea atomică şi moleculară. El a ştiut să analizeze structura complexă a macromoleculelor, să sondeze arhitectura proteinelor şi a acizilor ribonucleici, să demonteze mecanismul codului genetic. Aceste molecule, mici sau mari, păstrează pentru el proprietăţi analoge cu acelea ale modelelor macroscopice prin care el le reprezintă: „ghemul“ proteinelor globulare, „dubla elice“ a ADN-ului etc. Întrebuinţarea acestor modele l-a condus către succese incontestabile. Dar aceste modele corpusculare au limita lor. Celălalt aspect al realităţii fizice la scară atomică, natura ondulatorie a materiei, este încă puţin familiară biologului. Cred că el ar trebui să se inspire din ea dacă vrea să înţeleagă geneza ordinei biologice. Ca şi biologii pe care i-am citat, sînt convins că taina vieţii poate fi înţeleasă plecînd de la legile fizicii, dar cu condiţia să gîndeşti aceste legi în totalitatea lor şi să introduci şi în biologie conceptul de complementaritate.

Fizicianul nu a ajuns să înțeleagă ordinea care se manifestă în „stările coerente" — fie că este o ordine la temperatură joasă, prezentă în fenomenele de supraconductivitate și suprafluiditate, sau o ordine care apare în sistemele cu structură disipativă — decît făcînd apel la modelul ondulatoriu, adică legînd această ordine — care caracterizează comportarea corpusculilor — de coerența funcțiilor de undă. Natura ondulatorie a materiei joacă ea un rol și în stabilirea ordinei biologice? Nu aș putea răspunde la această întrebare, dar cred că ea merită să fie pusă. Ne îndeamnă să o punem analogia — poate pur formală — dintre evoluția unei ființe vii și comportarea unui sistem fizic cu structură disipativă.

Biologul care ar vrea să tragă consecințe filozofice din starea actuală a cunoștințelor în biologie, seamănă puțin prea mult cu fizicianul dinaintea anului 1900, care credea sincer că fizica era o știință încheiată, că materia nu mai deținea taine, și că nu mai rămîneau de pus la punct decît amănunte.

Există o altă problemă pe care lectura cărților biologilor citați o pune și anume rolul conceptului de „finalitate" în științele naturii. Mărturisesc că sînt amuzat de precauția infinită pe care o iau André Lwoff și Jacques Monod ca să nu folosească acest cuvînt și să-i substituie termeni ca „teleonomie", „teleologie", „proiect" sau „program". François Jacob a caracterizat bine starea de spirit a biologului în legătură cu acest subiect:

„Multă vreme biologul s-a aflat în fața «teleologiei» ca lîngă o femeie de care nu poate să se lipsească, dar în tovărășia căreia nu vrea să fie văzut în public. Acestei legături ascunse, conceptul de program îi dă acum un statut legal" (op. cit. p. 17).

Și, către sfîrșitul cărții sale, el recunoaște (p. 329—330):

„Timpul și aritmetica se opun faptului că evoluția s-ar datora exclusiv unei succesiuni de microevenimente, unor mutații survenind fiecare la întîmplare. Ca să extragem dintr-o ruletă, una

după alta, subunitate cu subunitate, fiecare dintre cele vreo sută de mii de lanțuri proteice care pot alcătui corpul unui mamifer, trebuie un timp care depășește, cu mult, durata atribuită sistemului solar".

Într-un articol apărut în *Le Monde* din 24 iulie 1969, a doua zi după aterizarea primei nave Apollo pe solul lunar, André Lwoff punea întrebarea: „Au putut să se nască organisme vii în afara Pămîntului?" și el conchidea: „Existența organismelor, chiar a celor mai simple, protozoarele, ciupercile, bacteriile, este legată de suite improbabile de evenimente improbabile. Să adăugăm că probabilitatea apariției omului... este și mai mică. Apariția vieții pe planeta noastră este rezultatul unui șir de evenimente foarte improbabile. O astfel de înlănțuire are foarte puține șanse să se producă sau să se reproducă o a doua oară".

Mărturisesc că nu pot să ader la raționamentul prietenului meu André Lwoff și că, din premisele pe care le pune — marea improbabilitate a înlănțuirilor care au dat naștere vieții — eu trag o concluzie diametral opusă concluziei sale. Dacă apariția vieții este atît de improbabilă încît șansa ca ea să se manifeste în altă parte în univers este nulă, șansa este tot atît de nulă ca ea să se fi produs pe planeta noastră. Altfel spus, nu există nici o nădejde să se explice apariția vieții și evoluția sa doar prin singurul joc al forțelor hazardului. Alte forțe intervin aici. Ca printre miliardele de galaxii pe care astronomia modernă le-a descoperit în vastul univers, galaxia noastră, calea noastră lactee să fie privilegiată, ca printre sutele de milioane de sisteme solare pe care ea le conține, al nostru să fie deosebit și ca, printre planetele sale, numai mica noastră Terra să fi avut privilegiul să vadă născîndu-se ființe vii, iată o idee care îmi pare foarte antropocentrică și anticopernicană. Analiza spectrală a luminii astrelor ne arată unitatea fizico-chimică a universului, și știm că, în cele mai depărtate spații interstelare, molecule organice destul de complexe se sintetizează sub acțiunea luminii. Personal, aș avea

tendința să cred că unității fizico-chimice a universului trebuie să-i corespundă o unitate biologică, dar fără îndoială dovada acestui fapt o vom aștepta încă multă vreme.

Mărturisesc că nu prea înțeleg pe omul de știință care deifică „principiul cauzalității" și respinge în infern „principiul finalității". Și unul și celălalt sînt concepte metafizice, construcții ale spiritului omenesc pe care acesta le suprapune observației naturii. Observația răbdătoare a faptelor este aceea care ne sugerează și un principiu și celălalt: un fizician lasă să cadă o piatră din vîrful turnului înclinat din Pisa. Ea cade cu o mișcare uniform accelerată. El repetă de o sută de ori experiența cu același rezultat. Alții repetă experiența și constată tot timpul același lucru. Ideea unei legi firești se impune minții: mai întîi ideea de „cauză" făcînd corpurile să cadă — cîmpul gravitațional; apoi o generalizare: ideea că o forță constantă, oricare ar fi natura sa, gravitație, electricitate sau alta, produce o mișcare caracterizată printr-o accelerație constantă. Astfel, legea cauzală se desprinde puțin cîte puțin din observarea faptelor. Dar observînd fenomenele microfizicii, fizicianul a trebuit să învețe să constate, cu oarecare surprindere, că realizînd aceleași condiții inițiale el nu observă întotdeauna aceleași efecte și că unei legi cauzale el trebuie să-i substituie o lege probabilistică.

De ce mintea omenească s-ar comporta altfel observînd alte tipuri de fenomene? Dacă observarea răbdătoare a faptelor biologice impune minții ideea că un organ al unei ființe vii — ochiul sau stomacul — se află aici pentru a îndeplini o funcție, pentru a sluji un scop, de ce să se respingă această idee și să se refuze a se vorbi de finalitate? Cauza și scopul sînt niște concepte omenești, dar nu niște concepte contradictorii. Sînt niște concepte „complementare".

În fond, voi merge chiar pînă la a spune că nu este nerațional să recunoaștem existența unui „proiect" sau „program" în faptele lumii fizice

neînsufleţite. Noi ştim că atomii sînt constituiţi în principal din trei feluri de particule: electroni, neutroni şi protoni. Aceste particule aparţin grupului fermionilor. Fermionii ascultă de un principiu fundamental formulat de Pauli, principiul de excluziune. După acest principiu, o stare cuantică dată nu poate conţine decît un singur fermion. Dacă fermionii n-ar asculta de acest principiu — care rămîne neexplicat — ar putea exista un număr infinit de fermioni într-o stare cuantică dată. Materia s-ar prăbuşi într-o văpaie de energie. Principiul de excluziune asigură construirea structurii nucleelor, apoi a structurii învelişurilor electronice, baza identităţii şi a diferenţierii elementelor chimice. Toată structura universului material se sprijină pe acest principiu. Este oare el un principiu de cauzalitate sau de finalitate? Tare abil sau prea sigur de categoriile sale de gîndire ar fi cel care ar putea să o spună!

CONFLICTUL FINALITĂŢILOR

Dacă admit ca un fapt stabilit existența unei finalități în univers, atunci în fața mea se deschid un șir de perspective și în același timp, se șterg o serie de alte perspective.

Încrederea noastră în om este, într-adevăr bazată pe o certitudine care este astăzi pulverizată: reprezintă el într-adevăr scopul ultim al evoluției, este el creatura privilegiată a universului? Dacă da, el se poate lăsa în voia violenței sale, a setei lui de a domina natura și pe ceilalți oameni: destinul său este oricum asigurat. Altfel, el trebuie să-și stăpînească violența, să apere natura, să cruțe propria sa specie căci decăderea și catastrofa sînt de domeniul posibilului și chiar al probabilului.

Or, singura posibilitate de a mai putea imagina un privilegiu al speciei umane este de a-l considera ca o creație a omului însuși, al celui mai bun instinct al său care este instinctul dragostei, bază a solidarității umane. În acest caz, totul rămîne de făcut și de refăcut zilnic, dar totul, de asemenea, poate fi salvat. În schimb, nu mai este posibil să ne bazăm speranța pe un privilegiu pe care l-ar avea specia umană în univers: căci, pe cît cred eu, din simplă obiectivitate științifică, în existența unei finaltăți, pe atît mă îndoiesc că această finalitate este unică și centrată pe locuitorul Pămîntului.

În univers există în mod vizibil o pluralitate de finalități, finalitatea unică ce le cuprinde pe toate,

dacă există, rămînîndu-ne ascunsă. Dacă ne mărginim la domeniul vizibil, trebuie deci să ne mărginim de asemenea la pluralitate; şi cine spune pluralitate spune conflict.

De fapt, pe Pămîntul nostru chiar, din partea de jos spre partea de sus a arborelui vieţii, adică în întreaga evoluţie a lumii biologice începînd cu bacteria şi pînă la om, se constată că modul normal de a fi al fiinţelor vii este conflictul. Viaţa unor anumite fiinţe, care constituie scopul lor, este bazată pe omorîrea altor fiinţe, al căror scop era de asemenea viaţa; aceasta este ceea ce numesc pluralitatea şi conflictul finalităţilor. Unde este, în toate acestea Dumnezeul dragostei despre care vorbeşte Hristos?

Aceste întrebări care mă tulbură adînc ştim că au tulburat pe compatriotul meu Albert Schweitzer, fără să-i atingă credinţa, în timp ce pentru mine aici se află cel mai cumplit semn de întrebare.

Între Dumnezeul lui Darwin, creator al universului, impunînd fiinţelor implacabila şi nemiloasa lege a selecţiei naturale, şi Dumnezeul dragostei al lui Iisus, nu există nici un compromis posibil. Schweitzer se simte neputincios să dezlege această dilemă. El scrie: „Natura nu cunoaşte respect în faţa vieţii. Fiinţele trăiesc pe seama altor fiinţe. Natura le obligă să înfăptuiască cele mai mari cruzimi. Priviţi păianjenul! Natura este frumoasă şi minunată văzută din afară, dar ne umple de oroare cînd citim cartea ei. Dumnezeu este fiinţa care menţine tot universul. Dar pentru ce Dumnezeul care se dezvăluie în natură este negaţia a tot ceea ce resimţim ca moral, de ce este el în acelaşi timp o forţă care construieşte în mod raţional viaţa şi o forţă care o distruge în mod demenţial? Cum am putea noi să împăcăm Dumnezeul creator al lumii cu Dumnezeul dragostei, voinţă de a promova binele?“ Singura ieşire pe care Schweitzer o întrevede pentru el însuşi este aceasta. „Ne aflăm pe calea adevărului atunci cînd resimţim conflictele din ce în ce mai adînc. Conştiinţa curată este o invenţie a diavolului“

Mi se pare că recunosc în natură un principiu pe care îl voi numi principiul risipei sau chiar al irosirii: pentru a asigura succesul filogenetic, adică supraviețuirea speciei, natura risipește, creează posibilități într-o cantitate supraabundentă. Pentru ca să fie asigurată supraviețuirea unuia sau a doi stejari, trebuie să putrezească milioane de ghinde. Într-un singur act de fecundație umană, milioane de spermatozoizi sînt puși în joc, dintre care unul singur va avea un rol eficace. Aceasta este adevărat pentru natura biologică terestră; de ce nu ar fi și pentru natura cosmică? Totul în știința actuală ne dă de gîndit că există milioane și miliarde de locuri în spațiu unde se află condiții fizico-chimice comparabile cu acelea de pe Pămînt; prin ce orbire am refuza noi să deducem de aici că ființe vii comparabile cu omul au putut, sau chiar au trebuit să-și facă apariția?

Această ipoteză are de partea sa aritmetica. Se știe că materia este constituită peste tot din aceleași particule elementare, care se unesc și se manifestă după aceleași legi fizico-chimice; este rațional să extrapolăm și să credem că aceleași procese biologice au putut să se desfășoare în fiecare din locurile universului unde erau întrunite aceleași condiții inițiale. Și, din acest moment, ce argument mai rămîne pentru a nega că specia umană ar fi în colțul său al spațiului ghinda sortită să putrezească? Dacă ea face în conducerea treburilor sale o greșeală fatală, dacă chiar se dovedește că resursele pe care le-a tras pînă în prezent din pămînt încep să-i lipsească, indiferent ce efort ar face, cine va împiedica deci ca ea să dispară, în timp ce în altă parte alte specii vor izbuti să supraviețuiască?

Trebuie deci să examinăm fără amăgire și în mod obiectiv felul în care se comportă specia umană. S-a vorbit mult despre poluare, de aceea nu voi spune decît o vorbă despre aceasta: dar ce este oare poluarea, dacă nu lupta unei finalități împotriva altor finalități, zdrobirea a mii de forme de viață de către una singură, o sămînță

de dezordine universală aruncată pentru a apăra doar singura ordine umană?

Dezordinea anotimpurilor este poate un exemplu în acest sens. Industria este răspunzătoare de crearea unor mari cantități de bioxid de carbon. Or, căldura soarelui ajunge la noi în timpul zilei sub formă de radiație ultravioletă, care nu este absorbită de acest gaz. Noaptea, pămîntul eliberează căldura primită, după un proces de echilibrare stabilit oarecum dintotdeauna. Dar această degajare de căldură are loc, de data aceasta, sub forma unei radiații infraroșii, care este absorbită de bioxidul de carbon și retrimisă către Pămînt. Rezultă pentru Pămînt o tendință de încălzire. Poate că retragerea ghețarilor, constatată de vreo sută de ani, se datorește acestui fenomen de încălzire, doar dacă nu am putea să facem răspunzător de aceasta vreun ciclu geofizic puțin cunoscut. Închiderea căldurii de către bioxidul de carbon este în orice caz situația planetei Venus, a cărei atmosferă este extrem de bogată în CO_2 și al cărei sol, din acest motiv, adăugat la acela al unei apropieri mai mari de soare, este „un cuptor".

Desigur, există procese de echilibrare: bioxidul de carbon din atmosferă reacționează cu carbonatul din apa de mare pentru a-l transforma în bicarbonat, și acest proces moderează concentrația bioxidului de carbon din atmosfera terestră. Dar și aici, cine poate ști dacă echilibrul natural va fi mai puternic decît dezechilibrul creat de specia umană?

Vărsarea de hidrocarburi în largul mării ajunge pînă la sfîrșit la aceea că suprafața oceanelor se acoperă cu o peliculă subțire din aceste substanțe, peliculă care, chiar dacă are mai puțin de o miime de milimetru grosime, este de ajuns să încetinească schimburile dintre atmosferă și mare. N-aș fi mirat ca seceta din Sahel să fie legată de acest fenomen.

Un alt exemplu de dereglare este problema energiei și căutarea exclusivă a soluției în energia

nucleară, în neglijarea altor soluții sănătoase care pot fi analizate. Franța tocmai s-a angajat pe calea nucleară. M-am opus întotdeauna campaniilor pasionale împotriva centralelor nucleare, pentru că apreciam că o astfel de neîncredere nu era justificată. Este însă o chestiune de scară. Atît timp cît nu sînt decît vreo zece astfel de centrale, se poate ajunge să se stăpînească problema deșeurilor. Dar dacă ele încep să se înmulțească, să devină treizeci, patruzeci, problema deșeurilor se poate transforma într-o criză extrem de gravă, și aceasta din două puncte de vedere.

Mai întîi datorită primejdiei proprii imputabile deșeurilor. Stronțiul 90 este foarte periculos pentru organism, dar „durata sa de viață" nu este prohibitivă, deoarece este de vreo treizeci de ani. Situația nu este aceeași cu plutoniul. Dacă proiectele actuale de reactori generatori sînt duse la capăt, se vor produce cantități enorme din această substanță radioactivă, a cărei durată de viață este de 25 000 de ani. În doză de numai un microgram, plutoniul poate ucide un om. El va trebui să fie stocat cu miile de tone. Riscul unui accident este considerabil.

Pe de altă parte, plutoniul este un element din care numai 20—30 kg ajung pentru a face o bombă atomică. Se înțelege imediat că o dezvoltare maximă a centralelor nucleare, la noi și în alte părți, va conduce curînd la sporirea numărului de bombe care există: va fi, dacă vrem, un mijloc de stocare... Or, există de pe acum destule arme nucleare pentru a distruge de zece ori omenirea. Vor exista atunci atîtea încît ea să poată fi distrusă de o sută de ori.

Franța se avîntă pe această cale și nu știm dacă pentru moment există alte soluții. Dar este limpede că în asemenea condiții, viitorul nu aparține energiei nucleare. Trebuie să continuăm cercetările în alte direcții. Franța, atît de rău înzestrată cu cărbune și petrol, are rezerve hidroelectrice și este poate țara cea mai favorizată pentru energia mareo-motoare. Proiectul de a bara micul golf Mont-Saint-Michel este mereu amînat

deoarece reprezintă o investiție considerabilă, și lucrări enorme, îndelungate și costisitoare. Dar acesta este un proiect la scara a ceea ce au realizat vecinii noștri olandezi, deci posibil. Odată realizat, el va fi utilizabil generației și generației, energia folosită fiind gratuită și inepuizabilă. Inegalitățile zilnice de energie obținută astfel nu vor fi o greutate de netrecut: nimic nu ne împiedică să folosim celelalte surse de energie în opoziție de fază cu energia mareo-motoare. Pe total, în Franța, această formă de energie ar reprezenta poate echivalentul a vreo zece uzine nucleare de ordinul gigawatului.

Poluarea și energia sînt domenii în care sînt în cauză doar raporturile speciei umane cu celelalte specii și cu mediul său natural. Dar conflictul finalităților poate submina însăși specia umană.

Sîntem acum pe pămînt aproape patru miliarde de locuitori umani. De cincizeci de ani încoace, omenirea s-a dublat. Or, din acest număr, populația țărilor industrializate, bucurîndu-se de un nivel de viață mulțumitor, nu reprezintă mai mult de un miliard și jumătate de oameni, al cărui procent de natalitate este astfel încît populația tinde să se stabilizeze. În cincizeci de ani, deci, Statele Unite, Europa, Japonia și Uniunea Sovietică împreună nu vor depăși două miliarde de locuitori. În schimb în țările care sînt numite subdezvoltate și din care o parte a populației este în stare de subalimentație endemică, procentul de natalitate corespunde la o dublare în douăzeci și cinci de ani, diferență care se datorește absenței practicilor anticoncepționale și nivelului scăzut de trai. Aceste țări reprezintă încă de pe acum două miliarde și jumătate de oameni, ele vor reprezenta peste cincizeci de ani, după toate probabilitățile, zece miliarde. Nivelul lor de viață va fi în mod obligatoriu scăzut, ei vor suferi din ce în ce mai mult de foame. Și aceasta rămîne adevărat chiar dacă luăm o scadență mai apropiată. Dar față de situația de acum va exista o noutate: nu se va putea ca aceste țări să nu fie informate, prin toate mijloacele moderne, asupra diferenței dintre

soarta lor şi aceea a privilegiaţilor, de cinci ori mai puţin numeroşi. Cît despre aceştia din urmă, ei nu vor putea să nu ştie la rîndul lor, că masa celorlalţi le cunoaşte privilegiile.

Cînd această situaţie va apărea, sau chiar mai devreme, din faptul că ea va părea apropiată şi de neînlăturat se va vedea la ce pot servi armele atomice. Afară doar dacă ţările industrializate nu-şi vor da seama de primejdie înainte ca arma atomică să devină singurul lor mijloc de supravieţuire. Scăderea procentului de natalitate în ţările lumii a treia este legată de creşterea nivelului de trai al acestor ţări şi acest lucru nu va fi obţinut decît printr-o schimbare radicală a atitudinii faţă de ele din partea ţărilor industrializate. Creşterea nivelului de trai în lumea a treia trebuie să fie într-adevăr masivă, căci altfel, dacă este prea înceată, riscă să producă un efect invers, contribuind la creşterea natalităţii. Trebuie ca aceste ţări să treacă pragul bunăstării dincolo de care populaţiile vor accepta ca un lucru firesc scăderea natalităţii lor. Dacă lumea industrială ar accepta să consacre acestui efort o parte din cele două sute de miliarde de dolari înghiţiţi anual de armament, reuşita ar fi posibilă, problemele tehnice putînd fi pe deplin depăşite în mai puţin de cincizeci de ani.

O luptă pentru existenţă în sînul chiar al speciei umane este, o repet, de ordinul probabilului. Un război de exterminare al Nordului contra Sudului, purtat cu bombe atomice clasice cu plutoniu, ar fi un dezastru pentru asediator ca şi pentru victimă şi, tocmai din acest motiv este greu de crezut că se va ajunge aici. În schimb, bombele cu hidrogen, sau bombele H, de o mie de ori mai puternice şi mai puţin radioactive, ar putea fi folosite cu succes în ziua în care ţările industrializate ar fi cuprinse de panică.

Israelul are dreptul să existe, dar Israel nu este poporul ales. Toate popoarele de pe Pămînt au acelaşi drept la existenţă. Şi omenirea, la rîndul său, nu este omenirea aleasă.

Printre milioanele de ghinde pe care stejarul cosmic le-a semănat prin univers, ea nu este decît una dintre ele, și încă una plăpîndă.

Este una dintre numeroasele ghinde sortite să putrezească sau una dintre puținele ghinde sortite să prindă rădăcină? Viitorul o va arăta. Deocamdată, Abraham apropie în mod primejdios cuțitul de gîtul lui Isaac. Nici un înger nu va veni să-l abată de la mișcarea sa fatală dacă nu găsește în el însuși voința și puterea de a se schimba.

Aș vrea să termin totuși pe o notă mai optimistă. Tot astfel precum viața este o „țîșnire" fără asemănare cu materia fizico-chimică din care este alcătuită, la fel omenirea, dacă ajunge să promoveze solidaritatea, va țîșni departe deasupra unei vieți care nu cunoaște decît conflicte și ură.

Cuprins

Prefață, de **Călin Beșliu** V
INTRODUCERE 1

Partea întîi
ATOMUL ÎN ULTIMA SUTĂ DE ANI

I. Numărul lui Avogadro și dimensiunile atomilor 11
II. Structura internă a atomilor 35
III. Natura ondulatorie a luminii și a materiei 65
Dualitatea aspectului ondulatoriu și a aspectului corpuscular ale luminii 85
O idee îndrăzneață și fecundă: natura ondulatorie a materiei 88
Digresiune asupra funcțiilor ondulatorii..... 98
Relațiile de nedeterminare ale lui Heisenberg 102

Partea a doua
ASPECTELE NEGATIVE ALE MECANICII CUANTICE

Interpretarea relațiilor de nedeterminare..... 107
O noțiune folositoare: spațiul fazelor 112
Semnificația undei de Broglie-Schrödinger.
Dualitate sau complementaritate? 114
Relațiile de nedeterminare și atomul 116
Revenire asupra exerienței orificiilor lui Young 118
Nedeterminismul microfizicii 122
Un alt exemplu de nedeterminare: transmutația radioactivă 123
Indiscernabilitatea elementelor microfizice .. 126
Bosoni și fermioni 129

Analiza unei noi experienţe de interferenţă 130
Unde se află frontiera dintre microfizică şi macrofizică? 140
Acte de renunţare 142

Partea a treia

ASPECTELE POZITIVE ALE MECANICII CUANTICE

I. O noţiune fecundă, noţiunea de coerenţă 147
II. Starea superfluidă a heliului lichid ca o condensare Einstein a unui sistem de bosoni 151
Starea supraconductoare a metalelor şi aliajelor 156
Un efect tipic ondulatoriu: efectul tunel 159
Un efect tunel particular, efectul Josephson .. 165
Generarea ordinii în structurile disipative 166
Paramagnetismul atomic şi nuclear 168
Precesia Larmor 175
Rezonanţa paramagnetică 178
Metodele optice ale rezonanţei paramagnetice 182
Rezonanţa magnetică a stărilor excitate ale atomilor 196
Maserii şi laserii ca structuri disipative generatori de coerenţă 211
Proprietăţile luminii laser 223
Natura ondulatorie a materiei şi chimia 226
Fizică şi biologie 229
CONFLICTUL FINALITĂŢILOR 243

COLECȚIA
IDEI CONTEMPORANE

în pregătire

*** — Noua revoluție agrară în România

Stéphane Lupasco — Logica dinamică a contradictoriului (texte)

*** — Problemele globale și viitorul omenirii

M.E. Omeleanovski — Dialectica în fizica modernă

Shingo Shibata — Filozofia marxistă și revoluția științifică-tehnică

J.K. Galbraith — Știința economică și interesul public

P.H. Chombart de Lauwe — Cultura și puterea

Alvin Toffler — Al treilea val

Bertrand de Jouvenel — Progresul în om (Contribuții la o critică a civilizației puterii)

D. Gabor și U. Colombo — Să ieșim din epoca risipei (Raport către Clubul de la Roma)

Maria D. Popescu — Spre o regîndire a viziunii omului asupra lumii

Jürgen Habermas — Cunoaștere și comunicare

*** — Direcții și tendințe contemporane în studierea fenomenului religios (texte)

I. Prigogine și I. Stengers — Noua alianță. Metamorfoza științei

Adam Schaff — Istorie și adevăr

Erich Fromm — Psihanaliza unei societăți bolnave (texte)

Hans Selye — Mesajul omului de știință (texte)

Ludwig von Bertalanffy — Teoria generală a sistemelor

B.M. Kedrov — Probleme filozofice ale chimiei și ale istoriei ei

J. Galtung — Metodologie și ideologie

Mario Bunge — Filozofia ştiinţei (texte)

Coordonator **Wolf Häfele** — Energia într-o lume finită

Jean-Paul Sartre — Critica raţiunii dialectice

Ernst Bloch — Principiul Speranţă

Karl Jaspers — Scrieri filozofice

Martin Heidegger — Staţiuni ale drumului

Edmund Husserl — Scrieri filozofice alese

Niko Iahiel — Sociologie şi ştiinţă

Redactor: IULIA GIROVEANU
Tehnoredactor: MARIANA RĂDULESCU

Format 24/60×90. Coli editură 12,45.
Coli tipar 11,50. Bun de tipar 30 ianuarie 1982.
Apărut — februarie 1982.

Comanda nr. 445/9181
Combinatul poligrafic „Casa Scînteii",
Piața Scînteii nr. 1,
București, Republica Socialistă România

(Continuare de pe ultima pagină a coperții)

H. Marcuse: Scrieri filozofice

N.P. Dubinin: Mișcarea eternă

• • • Problemele păcii și ale războiului în condițiile revoluției științifice și tehnice. Necesitatea istorică a dezarmării

W. Heisenberg: Pași peste granițe

Coordonator Jan Tinbergen: Restructurarea ordinii internaționale

C. Lévy-Strauss: Antropologia structurală

• • • Corelația dintre infrastructura, structura și suprastructura societății socialiste din România în condițiile revoluției științifice și tehnice

N. Georgescu-Roegen: Legea entropiei și procesul economic

A. Toynbee: Orașele în mișcare

B.G. Kuzneţov: Raţiune şi fiinţare

E. Schrödinger: Ce este viața? ● Spirit și materie

B. Commoner: Cercul care se închide (Natura, Omul și Tehnica)

G. Prestipino: Natură și societate

Louis de Broglie: Certitudinile și incertitudinile științei

• • • Procese revoluționare în știință și tehnică și dezvoltarea societății

• • • Știința și contemporaneitatea

• • • Catastrofă sau o nouă societate?

P.L. Kapița: Experiment, teorie, practică

J. W. Botkin, M. Elmandjra, M. Malița: Orizontul fără limite al învățării (Lichidarea decalajului uman)

I. Olteanu: Limitele progresului și progresele limitelor

• • • Revoluțiile industriale în istoria societății

L. Grünberg: Opțiuni filozofice contemporane

Albert Szent-Györgyi: Pledoarie pentru viață

• • • Rasismul în fața științei

ÎN COLECȚIA «IDEI CONTEMPORANE»
AU APĂRUT:

* * * Știință și sinteză — Colocviu UNESCO
R. Garaudy: Marxismul secolului XX
G.N. Volkov: Sociologia științei
L. Althusser: Citindu-l pe Marx
V. Roman: Revoluția științifică și tehnică. Eseuri
R. Richtă și colectiv: Civilizația la răscruce
M. Dufrenne: Pentru om
L. Goldmann: Sociologia literaturii
P.V. Kopnin: Bazele logice ale științei
I. Nikolov: Cibernetica și economia
N. Wiener: Sînt matematician
N.N. Constantinescu: Problema contradicției în economia socialistă
I. Hermann: Kitsch-ul, fenomen al pseudoartei
A. Pelletier, J.J. Goblot: Materialismul istoric și istoria civilizațiilor
A. Toffler: Șocul viitorului
R. Florian: Reflecții asupra filozofiei marxiste
* * * Mutații contemporane în știință și tehnică și implicațiile lor
* * * Știință, filozofie, ideologie
M. Drăgănescu: Muncă și economie
* * * Revoluția științifică-tehnică și progresul
L. Sève: Marxismul și teoria personalității
G. Lukács: Ontologia existenței sociale
* * * Revoluția socialistă și revoluția științifică-tehnică
M. McLuhan: Galaxia Gutenberg
M. Mesarović, E. Pestel: Omenirea la răspîntie
C. Wright Mills: Imaginația sociologică
T. Kotarbinski: Tratat despre lucrul bine făcut
* * * Revoluția științifică-tehnică și modernizarea forțelor de producție
M. Drăgănescu: Sistem și civilizație
E. Bonnefous: Omul sau natura?
C.I. Gulian: Marxism și structuralism
N.N. Constantinescu: Economia protecției mediului natural
I.T. Frolov: Progresul științei și viitorul omului

(Continuare pe contrapagină)

EDITURA POLITICĂ

Lei 12